TOME 14. N° 4. AVRIL 1953.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM

SUR LES TRANSITIONS β ET LA STRUCTURE NUCLÉAIRE III. LES TRANSITIONS SUPER-PERMISES (1)

Par R. BOUCHEZ et R. NATAF,

Université de Paris, Institut du Radium, Laboratoire Curie
Collège de France. Laboratoire de Chimie nucléaire, Paris.

SOMMAIRE. — Après avoir généralisé la méthode de Konopinski permettant de classer les transitions β par ordre d'interdiction, d'après la valeur du produit $f_n T$, on étudie spécialement les transitions superpermises (ou favorisées) entre noyaux miroirs et certains noyaux légers $A = 4n + 2$. L'étude de la valeur de leur élément de matrice nucléaire comparé aux données expérimentales montre que certaines transitions sont caractérisées par une valeur trop élevée si l'on admet une interaction de Gamow-Teller pure, et que la valeur devient convenable si l'on admet un mélange d'interactions du type Fermi (S ou V) et Gamow-Teller (T ou A) avec des proportions 0,25 ± 0,05 et 0,75 ± 0,05.

I. Généralisation du critère de Konopinski. — 1. CLASSIFICATION DES TRANSITIONS β PAR LE PRODUIT $f_0 T$. — Une première indication sur la nature d'une transition β est obtenue à l'aide du produit $f_0 T$ introduit principalement par Konopinski [1]; on sait que pour une transition permise, la probabilité de désintégration est donnée par la formule de Fermi s'il y a émission β :

$$P_0 = \frac{g^2}{2\pi^3} |M|^2 \frac{1+\gamma_0}{2} \int_1^{\varepsilon_0} \varepsilon p q^2 F_0 \, d\varepsilon \qquad (1)$$

et par la formule de Möller s'il s'agit de capture d'électron (K par exemple) :

$$P_K = \frac{g^2}{4\pi^2} |M|^2 g_K^2 (\varepsilon_0 + \varepsilon_K)^2. \qquad (2)$$

On peut écrire (1) et (2) en posant $T_0 = 2\pi^3 \frac{L\,2}{g^2}$:

$$\frac{1}{T} = \frac{|M|^2}{T_0} f_0, \qquad (3)$$

T_0 est une constante universelle directement liée à la constante de couplage nucléon-leptons; elle s'exprime en secondes si T en secondes, est la période correspondant à la probabilité partielle P de la transition considérée $P = \frac{L\,2}{T}$:

$$f_0 = \frac{1+\gamma_0}{2} \int_1^{\varepsilon_0} \varepsilon p q^2 F_0 \, d\varepsilon \quad \text{pour l'émission } \beta$$

et

$$f_0 = \frac{\pi}{2} g_K^2 (\varepsilon_0 + \varepsilon_K)^2 \quad \text{pour la capture } K;$$

d'où, à partir de (3) :

$$\boxed{f_0 T = \frac{T_0}{|M|^2}.}$$

Notons que la période T est égale à la période observée seulement si la transition est simple, sinon il est indispensable de connaître les embranchements vers les différents états finaux. La fonction f_0 se calcule à partir de (1) ou (2) connaissant l'énergie ε_0 de la transition β; des courbes donnant log f_0 (Z, ε_0) ont été publiées par Feenberg et Trigg [10]; on peut aussi faire une intégration graphique à l'aide des

(1) Article I : R. NATAF et R. BOUCHEZ. — Considérations théoriques sur la structure nucléaire. *J. Physique Rad.*, 1952, **13**, 81.
Article II : R. NATAF et R. BOUCHEZ. — Probabilités de transitions β. *J. Physique Rad.*, 1952, **13**, 190.

tables de $F_0(Z, \varepsilon)$ [11] pour l'émission β; pour la capture K, on peut utiliser les courbes donnant $\log f_0(Z, \varepsilon_0)$ mais il est plus précis de prendre l'expression g_K^2 donnée dans le tableau V (Art. II) (Z dans la capture est relatif au noyau *initial* et non au noyau *final* comme dans l'émission β).

$\frac{T_0}{|M|^2}$ est donc la signification de la quantité $f_0 T$ déduite des données expérimentales. T_0 étant une constante universelle, $f_0 T$ donne directement la valeur de l'élément de matrice $|M|$ de la transition.

Si $|M|^2$ est égal à l'unité, la valeur de $f_0 T$ est précisément T_0; le cas idéal pour la détermination de cette valeur est la radioactivité du neutron : dans ce cas $n \to p + e^- + \nu$ et l'élément de matrice s'écrit

$$|M| = \langle \Psi(p) | \Omega | \Psi(n) \rangle,$$

Ω étant l'opérateur permettant de passer de l'état neutron $\Psi(n)$ à l'état proton $\Psi(p)$.

Cette transition $n \to p$ est celle pour laquelle l'état initial et final diffèrent le moins; on pose même que les états d'espace et de spin du neutron et du proton sont identiques (2) : les fonctions propres Ψ_n et Ψ_p se recouvrent alors entièrement et $|M| = 1$ (3). A partir des expériences récentes [2], [3] l'énergie maximum des électrons émis serait (782 ± 1) keV et la période de la radioactivité du neutron $(12{,}8 \pm 2{,}5)$ mn; on en déduit

$$f_0 T = T_0 = 1300 \pm 300.$$

Une autre transition intéressante est $^3H \to {}^3He$ pour laquelle on peut aussi supposer en première approximation les fonctions propres de ^3H et ^3He identiques : $|M| \simeq 1$. Dans ce cas en prenant

$$W_0 = 18{,}6 \text{ keV}, \qquad T = 12{,}46 \text{ a} \quad [4],$$

on déduit

$$f_0 T = 1250 \pm 150.$$

La valeur de T_0 est donc au minimum 1100 s (4).

2. Indications complémentaires sur $(\Delta L, \Delta J)$ a l'aide du produit $f_n T$. — On peut donc associer à toute transition β une valeur particulière de $f_0 T$ qui permet la classification de la transition. (Cette méthode est identique, en principe, à celle utilisant les courbes de Sargent.) Lorsque la transition est permise, on a vu que $f_0 T$ est directement lié à $|M|^2$; au contraire, pour les transitions $\Delta L \neq 0$, les formules (1) et (2) ne sont plus valables et $f_0 T$ perd sa signification simple; on peut seulement obtenir ainsi une indication sur l'ordre de l'interdiction : cette méthode revient d'ailleurs à comparer la période réelle T avec celle qu'aurait la transition si elle était permise. Mais on peut obtenir une meilleure indication sur la nature de la transition $(\Delta L, \Delta J)$ donc sur l'ordre de l'interdiction et sur l'élément de matrice nucléaire en utilisant au lieu de f_0 la fonction exacte de probabilité f_n précisément associée à la transition considérée. On a alors d'une manière analogue à (3) :

$$\frac{1}{T} = \frac{|M_n|^2}{T_0} f_n, \qquad \text{d'où} \qquad f_n T = \frac{T_0}{|M_n|^2}, \qquad (4)$$

$f_n T$ est encore directement relié à $|M_n|^2$.

Par exemple considérons la transition $^{10}Be \to {}^{10}B + e^-$: à partir des données expérimentales on calcule $f_0 T \simeq 5.10^{13}$ s qui correspond à une transition très interdite. A partir de la structure, on peut supposer que la transition est du type $\Delta J = 3$, $\Delta L = 2$, correspondant à $^1S_0 \to {}^3D_3$, on calcule alors f_n et l'on trouve [7] $f_n T \simeq 3.10^3$ s donnant une valeur convenable pour l'élément de matrice nucléaire dans cette région des noyaux légers. Le choix du type de la transition réduit donc $|M_n|^2$ d'une quantité convenable, de l'ordre de 2.10^{10}.

Cette généralisation du critère de Konopinski apporte donc, sur la transition et la structure des niveaux, des renseignements qui complètent l'indication fournie par $f_0 T$.

Remarquons qu'il est inutile de faire le calcul exact de f_n, à l'aide d'une intégration graphique de P_β donné dans l'Article II, pour appliquer la méthode. Ainsi dans le cas simple $\Delta L = n$, $\Delta J = n + 1$ où $P_{n\beta}$ ne dépend pas de la forme exacte de l'interaction, on a

$$P_{n\beta} \lesssim \frac{(p_0 R)^{2n}}{[(2n+1)!!]^2} F_0, \qquad \text{d'où} \qquad f_n \simeq \frac{(p_0 R)^{2n}}{[(2n+1)!!]^2} f_0,$$

$p_0 = \sqrt{\varepsilon_0^2 - 1}$, impulsion maxima de l'électron. Pour $^{10}Be \to {}^{10}B$, on trouve ainsi $\log f_2 T \simeq 3{,}25$ au lieu de 3,5, valeur plus exacte (5).

Dans le cas $\Delta J = \Delta L = n$, avec une interaction T pure,

$$f_n \simeq \left(\frac{v}{c} \pm \frac{\alpha Z}{2}\right)^2 \frac{(p_0 R)^{2n-2}}{[(2n-1)!!]^2} f_0$$

compte tenu du fait que

$$\frac{|\langle \boldsymbol{\alpha} \rangle|}{|\langle \boldsymbol{\sigma} \wedge \mathbf{r} \rangle|} \simeq \frac{v}{c}.$$

(2) Ce qui revient à négliger le recul du proton lors de la désintégration.

(3) Si l'opérateur Ω est normé comme on le verra au paragraphe II.1 (ceci quelle que soit sa nature, qui peut être du type Fermi ou du type Gamow-Teller).

(4) On a $g \simeq 3{,}0.10^{-49}$ erg.cm³ pour $T_0 \simeq 1300$ s. Indiquons que Bethe [6] utilise $g' = g \frac{h}{mc}$ erg.cm³.

(5) Certains auteurs comme H. Brysk (*Phys. Rev.*, 1952, 86, 996) prennent pour valeur approchée de $P_{n\beta}$ celle qui correspond à la valeur moyenne de ε, $\varepsilon_m = \frac{1+\varepsilon_0}{2}$; cette approximation est moins bonne que celle indiquée ici dans l'exemple cité.

II. **Les transitions permises « favorisées » : indication d'un mélange dans l'interaction nucléon-leptons.** — L'étude statistique [10] des valeurs f_0T correspondant aux transitions $\Delta L = 0$ montre nettement au moins deux groupes : l'un centré autour de 3 200 (*fig.* 1) correspond aux transitions entre noyaux miroirs et à celles entre certains noyaux légers du type $A = 4n + 2$, l'autre groupe qui semble d'ailleurs être complexe correspond à toutes les autres transitions permises $\Delta L = 0$ et s'étend jusqu'à 10^6 environ.

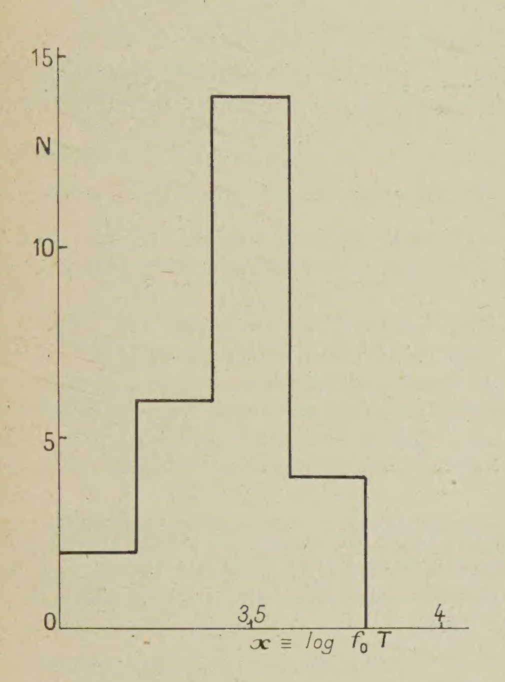


Fig. 1. — Distribution en fréquence des f_0T pour les transitions superpermises.

En abscisse : $x \equiv \log f_0 T$;
En ordonnée : N, nombre de transitions pour lesquelles on a

$3 \leqq x < 3{,}2$; $3{,}2 \leqq x < 3{,}4$;
$3{,}4 \leqq x < 3{,}6$; $3{,}6 \leqq x < 3{,}8$.

Valeur moyenne $x = 3{,}5 \rightarrow f_0 T \simeq 3\,200$.

Nous étudierons d'abord le premier groupe des transitions dites favorisées ou superpermises.

1. Remarques sur l'élément de matrice nucléaire. — On sait (Art. II) que la probabilité d'émission β peut s'écrire d'une façon générale :

$$P = 2\pi g^2 \left| \int \Psi_f^* H_\beta \Psi_i \, d\tau \right|^2, \tag{5}$$

avec $H_\beta = \Sigma C_k H_k$, combinaison linéaire des cinq formes possibles d'interaction $S\ V\ T\ A$ et P. La formule (5) comprend des termes correspondant aux interactions simples et aussi, en général, des termes croisés. A chacun de ces termes sont associés des éléments de matrice nucléaire de la forme

$$M = \int (\Psi_{J'}^{M'})^* \Omega_n \Psi_J^J \, d\tau,$$

l'opérateur Ω_n comprend des fonctions harmoniques sphériques Y_n ($n \geqq \Delta L$) qui effectuent la transition $(J, M = J) \rightarrow (J'M')$.

Dans le cas des transitions permises, les seules interactions intervenant en première approximation sont les grands termes de S, V, T et A : les petits termes relativistes sont négligeables, comme l'interaction pseudoscalaire P. Enfin, on peut prendre $\beta = 1$, et l'on a alors deux éléments de matrice possible :

$$M_S \simeq M_V = \langle \Psi_f \mid 1 \mid \Psi_i \rangle \equiv M_f$$
(type Fermi M_s ou M_V),

$$M_T \simeq M_A = \left\langle \Psi_f \left| \frac{\sigma}{\sqrt{3}} \right| \Psi_i \right\rangle \equiv M_t$$
(type Gamov-Teller M_T ou M_A)

et dans le cas d'un mélange H_f (S ou V), H_t (T ou A), on a

$$H_\beta = C_t H_t + C_f H_f, \qquad \text{avec} \quad |C_t|^2 + |C_f|^2 = 1;$$

d'où

$$|M_0|^2 = |C_t|^2 |M_t|^2 + |C_f|^2 |M_f|^2, \tag{6}$$

le terme croisé $C_f C_t$ étant, en première approximation, nul pour les transitions permises, compte tenu de la condition de Fierz (*).

Soit Ω l'un des opérateurs précédents. On a toujours l'inégalité (6)

$$|\langle \Psi_f \mid \Omega \mid \Psi_i \rangle|^2 \leqq \langle \Psi_i \mid \Omega^+ \Omega \mid \Psi_i \rangle \tag{7}$$

qui donne une limite supérieure de $|M|^2$.

Introduisons les opérateurs de charge :

$Q^+ \left(Q^+ = \frac{\tau_1 - i\tau_2}{2} \right)$ changeant le neutron en proton, pour la transition β^-;

$Q \left(Q = \frac{\tau_1 + i\tau_2}{2} \right)$ changeant le proton en neutron, pour la transition β^+.

(*) Si ces termes croisés n'étaient pas nuls, ils modifieraient la forme des spectres permis (*cf.* Article II : p. 191 et référence [2]), et la valeur du rapport d'embranchement capture K/β^+ (R. Bouchez : communication au Congrès d'Amsterdam [20]. Avec la précision actuelle des résultats expérimentaux, on peut seulement affirmer que si ces termes existent, ils apportent une contribution au plus de l'ordre de 20 p. 100 des termes principaux (O. Kofoed-Hansen et A. Winther, *Phys. Rev.*, **89**, 1953, 526).

(6) L'inégalité $|\langle \Psi \mid \Phi \rangle|^2 \leqq \langle \Psi \mid \Psi \rangle \langle \Phi \mid \Phi \rangle$ est l'analogue dans l'espace fonctionnel de $|\mathbf{A}.\mathbf{B}|^2 \leqq \mathbf{A}^2.\mathbf{B}^2$; d'où

$$|\langle \Psi_f \mid \Omega \mid \Psi_i \rangle|^2 = |\langle \Psi_f \mid \Omega \Psi_i \rangle|^2 \leqq \langle \Psi_f \mid \Psi_f \rangle \langle \Omega\Psi_i \mid \Omega\Psi_i \rangle, \text{ avec } \langle \Psi_f \mid \Psi_f \rangle = 1$$

les fonctions d'onde étant normées

$$\langle \Omega\Psi_i \mid \Omega\Psi_i \rangle = \langle \Psi_i \mid \Omega^+ \Omega \mid \Psi_i \rangle.$$

Si p nucléons sont affectés par la transition, l'opérateur de Fermi est

$$\Omega_f = \begin{cases} \sum_{k=1}^{p} Q^+(k) & \text{pour } \beta^-, \\ \sum_{k=1}^{p} Q(k) & \text{pour } \beta^+, \end{cases}$$

et l'opérateur de Gamow-Teller

$$\mathbf{\Omega}_t = \sum_{k=1}^{p} Q^+(k) \frac{\sigma(k)}{\sqrt{3}} \qquad \text{pour } \beta^- \text{ par exemple.}$$

a. Cas où un seul nucléon est affecté par la transition :

$$\Omega_f^+ \Omega_f = \begin{cases} QQ^+ = 1 & \text{pour la transition } \beta^-, \\ Q^+ Q = 1 & \text{»} \quad \text{»} \quad \beta^+, \end{cases}$$

d'où

$$|M_f|^2 = |\langle \Psi_f | \Omega_f | \Psi_i \rangle|^2 \leq 1, \tag{8}$$

de même (7) :

$$\mathbf{\Omega}_t^+ . \mathbf{\Omega}_t = \left(\frac{\sigma}{\sqrt{3}}\right)^2 = 1,$$

d'où

$$|\mathbf{M}_t|^2 = |\langle \Psi_f | \mathbf{\Omega}_t | \Psi_i \rangle|^2 \leq 1 \tag{9}$$

grâce au facteur de normalisation $\frac{1}{\sqrt{3}}$ introduit dans Ω_t.

La valeur maxima $|M|^2 = 1$ est obtenue dans les deux cas pour $\Psi_f = \Psi_i$ quant aux états d'espace et de spin. C'est ce qui se produit pour la transition $n \rightarrow p$, et, en première approximation, pour la transition $^3H \rightarrow {}^3He$.

Pratiquement, le modèle *à une particule* est une première approximation pour l'étude des noyaux impairs, comme le montre le modèle des couches. Dans ce cas, on peut préciser davantage en remarquant que L est un bon nombre quantique en première approximation; on peut alors séparer dans l'élément de matrice nucléaire, un facteur angulaire $|a|$ calculable et un facteur radial

$$|M_\rho| = \left| \int G_f^* G_i r^2 \, dr \right|,$$

(7) Rappelons que $|\langle \Psi_f | \mathbf{\Omega} | \Psi_i \rangle|^2$ signifie en réalité :

$$\langle J', M+1 | \Omega_1 | J, M \rangle|^2 + |\langle J', M-1 | \Omega_{-1} | J, M \rangle|^2 + |\langle J', M | \Omega_0 | J, M \rangle|^2,$$

avec

$$\Omega_1 = \frac{\Omega_x + i\Omega_y}{\sqrt{2}}, \qquad \Omega_{-1} = \frac{\Omega_x - i\Omega_y}{\sqrt{2}}, \qquad \Omega_0 = \Omega_z.$$

Pour établir (9), il faut donc appliquer (7) successivement à chaque élément de matrice :

$$|\langle J', M+1 | \Omega_1 | J, M \rangle|^2 \leq \frac{1}{3} \left\langle J, M \left| \frac{\sigma_x - i\sigma_y}{\sqrt{2}} \frac{\sigma_x + i\sigma_y}{\sqrt{2}} \right| JM \right\rangle, \quad \ldots$$

$G(r)$ désignant la grande composante de la fonction radiale du niveau initial ou final. La partie angulaire $|a|^2$ dépend des fonctions propres angulaires et de l'interaction. Si l'on considère la transition $L\,S\,J \rightarrow L\,S\,J'$, on peut écrire

$$|M|^2 = |a|^2 |M_\rho|^2 = \sum_{M'} \langle LS, JM | \Omega | LS, J'M' \rangle^2 |M_\rho|^2, \tag{10}$$

dans le cas d'un mélange d'interaction,

$$|a|^2 = |c_t|^2 |a_t|^2 + |c_f|^2 |a_f|^2,$$

les termes $|a_f|^2$ et $|a_t|^2$ peuvent être calculés dans chaque cas particulier à l'aide de formules (tableau I)

TABLEAU I.

Partie angulaire des éléments de matrice.

Transition $J \rightarrow J'$.		$\lvert a_t \rvert^2$.	$\lvert a_f \rvert$.
$L + \frac{1}{2}$	$\nearrow L + \frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}\frac{2L+3}{2L+1}$	1
	$\searrow L - \frac{1}{2}$	$\frac{2}{3}\frac{2L}{2L+1}$	0
$L - \frac{1}{2}$	$\nearrow L + \frac{1}{2}$	$\frac{4}{3}\frac{L+1}{2L+1}$	0
	$\searrow L - \frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}\frac{2L-1}{2L+1}$	1

du même type que celles de Hönl-Kronig en spectroscopie atomique [8], [22]. La valeur $f_0 T$ déduite des données expérimentales permet alors de déterminer $|M_\rho|$:

$$f_0 T = \frac{T_0}{|a|^2 |M_\rho|^2};$$

les valeurs de $|M_\rho|^2$ devront vérifier la condition $|M_\rho|^2 \leq 1$.

b. Cas d'un modèle à plusieurs nucléons. — Si plusieurs nucléons sont affectés par la transition, l'inégalité (7) est toujours vérifiée, mais le second membre n'est plus égal à l'unité. Nous avons ici pour l'interaction G. T. :

$$\mathbf{\Omega}_t^+ . \mathbf{\Omega}_t = \frac{1}{3} \sum_k Q(k)\,\sigma(k) \sum_j Q^+(j)\,\sigma(j)$$

pour une transition β^-, d'où

$$\mathbf{\Omega}_t^+ . \Omega_t = n + \frac{1}{3} \sum_{\text{paires P—N}} [-2P_x(kj) - P_\tau(kj)] \tag{11}$$

De même pour une transition β^+ :

$$\mathbf{\Omega}_t^+ . \mathbf{\Omega}_t = z + \frac{1}{3} \sum_{\text{paires P—N}} [-2P_x(kj) - P_\tau(kj)].$$

n ou z, nombre de nucléons affectés par la transi-

tion, provient des produits des termes $k = j$; $\sum_{\text{paires proton-neutron}}$ provient des termes $k \neq j$; P_x est l'opérateur de Majorana qui échange les coordonnées d'espace; P_τ échange les charges.

De même avec une interaction du type Fermi :

$$\Omega_f^+\Omega_f = \begin{cases} n + \sum_{\text{paires P—N}} P_\tau(kj) & \text{pour } \beta^-, \\ z + \quad » & \text{pour } \beta^+. \end{cases} \quad (12)$$

Nous pouvons donc encore calculer une limite supérieure de l'élément de matrice nucléaire. *Par analogie avec le cas du modèle à une particule*, nous désignerons par $|a|^2$ cette limite supérieure $|M|^2 \leq |a|^2$ et nous poserons

$$|M|^2 = |a|^2 |M_\rho|^2.$$

$|M_\rho|$ doit vérifier encore la condition $|M_\rho|^2 \leq 1$ mais ne provient plus nécessairement que de facteurs radiaux.

Le calcul pratique de la limite supérieure $\langle \Psi_i | \Omega^+\Omega | \Psi_i \rangle$ est simplifié par le fait que *toute partie « saturée » apporte une contribution nulle* ([8]); ce qui justifie les considérations plus qualitatives de l'Article I, et permet de prendre le modèle à un seul nucléon pour calculer des transitions entre noyaux impairs.

Pour les noyaux pairs, nous pourrons prendre de même un modèle à deux nucléons. Considérons les transitions :

$$2 \text{ neutrons} \to \text{neutron} + \text{proton} + e^- + \nu,$$
$$2 \text{ protons} \to \quad » \quad + \quad » \quad + e^+ + \nu,$$

Dans les deux cas :

$$\langle \boldsymbol{\Omega}_i^+ . \boldsymbol{\Omega}_i \rangle = \langle \Omega_f^+ \Omega_f \rangle = 2$$

d'après (11) et (12). Si la transition est du type : $(J = 0) \to (J' = 1)$:

$$|M_f|^2 = 0 \quad \text{et} \quad |\mathbf{M}_i^2| \leq 2;$$

si elle est du type : $(J = 0) \to (J' = 0)$:

$$|\mathbf{M}_i|^2 = 0 \quad \text{et} \quad |M_f|^2 \leq 2.$$

([8]) Si nous considérons deux neutrons et deux protons dans un même cas (n, l, m_l), ensemble analogue à une particule α,

$$\sum_{\text{P—N}} \langle P_x(kj) \rangle = 4, \qquad \sum_{\text{P—N}} \langle P_\tau(kj) \rangle = -2,$$

pour les quatre paires proton-neutron, d'où

$$\langle \boldsymbol{\Omega}_i^+ . \boldsymbol{\Omega}_i \rangle = 0, \quad \text{et} \quad \langle \Omega_f^+ \Omega_f \rangle = 0 \quad \text{pour } \beta^- \text{ et } \beta^+;$$

tandis que, en associant un proton (ou neutron) de cet ensemble à un neutron (ou proton) d'un ensemble voisin $\langle P_x \rangle = \langle P_\tau \rangle = 0$ d'où aussi $\langle \Omega^+\Omega \rangle = 0$ pour plusieurs sous-couches saturées.

Nous pouvons aussi considérer des transitions de type inverse :

$$\text{neutron} + \text{proton} \to 2 \text{ neutrons (ou 2 protons)}.$$

Le calcul précédent donne immédiatement le résultat, en tenant compte du poids statistique des états J :

$$J = 1 \to J' = 0 : \quad |\mathbf{M}_i|^2 \leq \frac{2}{3};$$
$$J = 0 \to J' = 0 : \quad |M_f|^2 \leq 2.$$

2. Étude des noyaux miroirs. — Les noyaux miroirs sont des paires isobares telles que $N - Z = \pm 1$; ces noyaux ont déjà fait l'objet de nombreuses études détaillées [8], [14] tant au point de vue des caractères des transitions β, qu'au point de vue de leur énergie de liaison. Nous reprenons cette étude et montrons comment on peut obtenir une indication en faveur du mélange d'interaction H_β.

Chaque noyau d'une telle paire isobare possède sensiblement la même structure nucléaire : leur spin total est le même et leur fonction propre très voisine; en outre, leur différence de masse est simplement d'origine coulombienne, compte tenu de la différence de masse neutron-proton. On ne possède pas de preuves expérimentales concernant J (sauf pour n et p), mais l'indication principale en faveur de l'analogie de structure est relative à la différence de masse : en supposant égales les forces (pp) et (nn) spécifiquement nucléaires ΔM s'écrit

$$\Delta M = M(Z) - M(Z-1) = \Delta C - (M_n - M_p) = \varepsilon_0,$$

avec

$$m = M_n - M_p \simeq 1293 \text{ keV}.$$

On a comparé (tableau II) la variation de l'énergie de liaison $\Delta E = \varepsilon_0 + m$, déduite de l'énergie maximum W_0 des électrons émis, avec la différence d'énergie coulombienne ΔC pour deux valeurs de r_0 ($1{,}4 . 10^{-13}$ et $1{,}45 . 10^{-13}$ cm). En première approximation, l'accord est excellent, indiquant que les noyaux d'une paire isobare ont des configurations semblables si l'on considère comme acquis le principe de Kemmer. En outre, l'accord semble meilleur pour $r_0 = 1{,}45 . 10^{-13}$ cm, mais étant donné que la valeur de r_0 déduite des sections efficaces est légèrement inférieure à $1{,}40 . 10^{-13}$ cm, le résultat actuel semble montrer que le dernier proton se trouve en moyenne plus près de la surface du noyau : on obtient ainsi une valeur intermédiaire entre celle correspondant à une densité de charge constante et celle correspondant à un proton circulant à une distance moyenne R du centre du noyau. Cette tendance semble aussi augmenter avec A et s'accentuer au passage de la couche $1f$.

On supposera donc des structures analogues pour une paire de noyaux « miroirs » et nous prendrons des fonctions propres très voisines pour les repré-

TABLEAU II.

Variation de l'énergie de liaison entre noyaux miroirs.

Z.	Z — 1.	W_0 (MeV).	ΔE (*) (MeV).	ΔC (**) (MeV). $r_0 = 1{,}40.10^{-13}$ cm.	ΔC (**) (MeV). $r_0 = 1{,}45.13^{-13}$ cm.	$\Delta E \dfrac{A^{\frac{1}{3}}}{Z-1}$ (MeV).	$\dfrac{6}{5}\dfrac{e^2}{r_0}$ (MeV). $r_0 = 1{,}4.10^{-13}$ cm.	$\dfrac{6}{5}\dfrac{e^2}{r_0}$ (MeV). $r_0 = 1{,}45.10^{-13}$ cm.
^{11}C	^{11}B	0,96	2,76	2,79	2,70	1,22		
^{11}N	^{13}C	1,20	3,00	3,16	3,06	1,17		
^{15}G	^{15}N	1,68	3,48	3,52	3,42	1,22		
^{17}F	^{17}O	2,0	3,80	3,86	3,74	1,22		
^{19}Ne	^{19}F	2,2	4,0	4,19	4,05	1,18		
^{23}Mg	^{23}Na	3	4,8	4,80	4,65	1,23	1,24	1,20
^{27}Si	^{27}Al	3,54	5,34	5,38	5,20	1,23		
^{29}P	^{29}Si	3,63	5,43	5,65	5,48	1,19		
^{31}S	^{31}P	3,85	5,65	5,93	5,74	1,18		
^{33}Cl	^{33}S	4,13	5,93	6,20	6,00	1,19		
^{35}A	^{35}Cl	4,40	6,20	6,45	6,25	1,19		
^{41}Sc	^{41}Ca	4,94	6,74	7,20	6,96	1,16		

(*) $\Delta E = W_0 + 1{,}80$.

(**) La densité des protons dans le noyau est supposée constante :

$$\Delta C = a \frac{Z-1}{A^{\frac{1}{3}}} \text{ MeV}, \qquad \text{avec} \quad a = \frac{6}{5}\frac{e^2}{r_0} = 1{,}24 \text{ pour } r_0 = 1{,}4.10^{-13} \text{ cm} \quad \text{et} \quad a = 1{,}20 \text{ pour } r_0 = 1{,}45.10^{-12} \text{ cm}.$$

TABLEAU III.

Moments magnétiques des noyaux $N - Z = 1$.

Couche.	Noyau.	J.	L.	S.	Notation.	μ Calculé.	μ Exper.	Configuration.
1 p.	^{7}Li........	$\frac{3}{2}$	1	$\frac{1}{2}$	$^2p_{\frac{3}{2}}$	3,79	3,25	$^2p_{\frac{3}{2}} + {}^4F_{\frac{3}{2}} (\leqq 0{,}20)$
	^{11}B........		3	$\frac{3}{2}$	$^4F_{\frac{3}{2}}$	1,42	2,69	$0{,}5\ {}^2p_{\frac{3}{2}} + 0{,}5\ {}^4F_{\frac{3}{2}}$
	^{13}C........	$\frac{1}{2}$	1	$\frac{1}{2}$	$^2p_{\frac{1}{2}}$	0,64	0,70	$^2p_{\frac{1}{2}}$
	^{15}N........					—0,27	—0,28	
2 s.	^{19}F........	$\frac{1}{2}$	0	$\frac{1}{2}$	$^2s_{\frac{1}{2}}$	2,79	2,63	$^2s_{\frac{1}{2}}$
	^{31}P........		2	$\frac{3}{2}$	$^4D_{\frac{1}{2}}$	0,84	1,13	$0{,}75\,{}^4D_{\frac{1}{2}} + 0{,}25\,{}^2s_{\frac{1}{2}}$
1 d.	^{25}Mg.......	$\frac{5}{2}$	2	$\frac{1}{2}$	$^2d_{\frac{5}{2}}$	—1,91	—0,96	$0{,}6\,{}^2d_{\frac{5}{2}} + 0{,}4\,{}^4G_{\frac{5}{2}}$
			4	$\frac{3}{2}$	$^4G_{\frac{5}{2}}(L_p = 4)$	0,42		
	^{27}Al.......	$\frac{5}{2}$	2	$\frac{1}{2}$	$^2d_{\frac{5}{2}}$	4,79	3,64	$0{,}7\,{}^2d_{\frac{5}{2}} + 0{,}3\,{}^4G_{\frac{5}{2}}$
			4	$\frac{3}{2}$	$^4G_{\frac{5}{2}}(L_n = 4)$	1,27		
	^{33}S........	$\frac{3}{2}$	2	$\frac{1}{2}$	$^2d_{\frac{3}{2}}$	0,57	0,9	$^2d_{\frac{3}{2}}$
			0	$\frac{3}{2}$	$^2S_{\frac{3}{2}}$	3,67		
	^{35}Cl........	$\frac{3}{2}$	2	$\frac{1}{2}$	$^2d_{\frac{3}{2}}$	0,13	0,82	$0{,}6\,{}^2d_{\frac{3}{2}} + 0{,}4\left[{}^4D_{\frac{3}{2}}\right]^*$
			–	$\frac{3}{2}$	$\left[D_{\frac{3}{2}}\right]$ (*)	1,81		
	^{39}K........	$\frac{3}{2}$	2	$\frac{1}{2}$	$^2d_{\frac{3}{2}}$	0,13	0,39	$^2d_{\frac{3}{2}} + \left[{}^4D_{\frac{3}{2}}\right]^* (\leqq 0{,}1)$

(*) Configuration faisant intervenir probablement la couche 1 f.

senter. Les configurations principales $(L, L \pm 2)$ d'une paire s'obtiennent aisément à partir du modèle à une particule, la comparaison des moments magnétiques (tableau III) fournissant une indication supplémentaire (Art. I). La configuration principale est, un état doublet L_J mélangé avec un état quartet $(L \pm 2)_J$; la plupart des noyaux du type $J = L - \frac{1}{2}$ ont en première approximation une seule configuration : $p_{\frac{1}{2}}$ pour ^{13}C, ^{15}N ; $d_{\frac{3}{2}}$ pour ^{33}S, ^{33}K.

Transitions β *entre noyaux miroirs.* — Le tableau IV résume les renseignements expérimentaux sur les transitions β entre noyaux « miroirs ». On suppose

TABLEAU IV.

Transitions β *entre noyaux miroirs du type* $L - \frac{1}{2}$.

Transition.	Configuration.	W_0 (MeV).	T (s).	f_0T (s).	H_t. $\|a_t\|^2$.	H_t. $\frac{T_0}{\|M_\rho\|^2}$.	H_f. $\|a_f\|^2$.	H_f. $\frac{T_0}{\|M_\rho\|^2}$.	$\frac{T_0}{\|M_\rho\|^2}$ $[C_tH_t + C_fH_f]$. $\|c_f\|^2 = 0{,}20$.	$\|c\|^2 = 0{,}25$.
^{13}N → ^{13}C....	$p_{\frac{1}{2}}$	1,2	$6{,}08.10^2$	4 900 ± 300	$\frac{1}{9}$	545 ± 30	1	f_0T	1410 ± 80	1 620
^{15}O → ^{15}N....		1,683	$1{,}18.10^2$	3 500 ± 300		390 ± 30			1010 ± 80	1 170
^{33}Cl → ^{33}S....	$d_{\frac{3}{2}}$	4,130	2,8	4 000 ± 400	$\frac{1}{5}$	800 ± 80	1	f_0T	1500 ± 150	1 680
^{35}A → ^{35}Cl....		4,400	1,84	3 400 ± 400		680 ± 80			1220 ± 150	1 360
^{37}K → ^{37}A....		4,70	1,3	3 240		650			1170	1 300
^{39}Ca → ^{39}K....		4,90	1,06	3 140		620			1120	1 250

N. B. La transition ^{41}Sc → ^{41}Ca ($W_0 \simeq 4{,}94$ MeV, $f_0T \simeq 2500$ s) conduirait à $\frac{T_0}{|M_\rho|^2} \simeq 1070$ (interaction G. T.) valeur également faible; toutefois la valeur expérimentale de W_0 semble trop peu précise pour en déduire un argument supplémentaire en faveur du mélange d'interaction.

pour l'instant une configuration unique pour l'état initial et final et l'on a adopté, en général, pour celle-ci la configuration principale indiquée par les moments magnétiques. Le choix de ces configurations a permis de calculer $|a_t|^2$ ou $|a_f|^2$ et de déduire $\frac{T_0}{|M_\rho|^2}$ pour chaque type d'interaction.

Si l'on adopte l'interaction de Gamow-Teller seule, on voit qu'on rencontre une difficulté pour les six paires de noyaux miroirs du type $L - \frac{1}{2}$ $p_{\frac{1}{2}}$ $(A = 13{,}15)$ et $d_{\frac{3}{2}}$ $(A = 33$ à $39)$: leur valeur de $\frac{T_0}{|M_\rho|^2}$ comprise entre 400 et 800 est incompatible avec la limite inférieure, environ 1100 admise ci-dessus. Cette anomalie est d'autant plus significative qu'elle se produit précisément dans le cas des noyaux pour lesquels d'après les valeurs des moments magnétiques, il y a le moins de doute concernant leur configuration. Par contre, l'interaction de Fermi conduirait à une valeur $\frac{T_0}{|M_\rho|^2}$ acceptable entre 3 000 et 4 000; toutefois comme on ne peut conserver uniquement l'interaction de Fermi, on est ainsi amené à adopter un mélange $(C_f H_f + C_t H_t)$ comme interaction nucléon-leptons. Pour obtenir $\frac{T_0}{|M_\rho|^2} \lesssim 1100$, on serait ainsi conduit à prendre $|C_f|^2 \gtrsim 0{,}20$. L'étude des transitions β entre noyaux miroirs amène donc à prendre une proportion d'au moins 20 pour 100 d'interaction du type Fermi.

3. ÉTUDE DES NOYAUX LÉGERS $A = 4n + 2$. — On sait que l'étude des transitions β entre ces noyaux ne permet pas de prendre une interaction du type Fermi pure [12], [13]. Pour cette classe de transition β dont la plus caractéristique est ^{6}He → ^{6}Li, on a, en effet $\Delta J = 1$ en général, et seule une interaction du type Gamow-Teller (T ou A) permet alors d'expliquer leur caractère permis. Tandis que les transitions β entre noyaux miroirs nous imposent une limite inférieure de 0,20 pour la proportion de H_f, l'étude des noyaux pairs permet d'obtenir, au contraire une limite supérieure. On a rassemblé dans le tableau V, les renseignements sur les transitions β superpermises entre noyaux légers $A = 4n + 2$ on voit que seule $A = 6$ permet de fournir une indication sur le mélange d'interaction dans ce cas la valeur $f_0T \simeq 820$ conduit à une valeur de $\frac{T_0}{|M_\rho|^2} \simeq 1650$ pour H_f seul. Une proportion de 30 pour 100 de H_f abaisse notablement $\frac{T_0}{|M_\rho|^2} \simeq 1140$ (*fig.* 2) compatible avec la valeur inférieure 1100 admise ci-dessus : cette proportion $|C_f|^2 \simeq 0{,}30$ constitue la limite supérieure pour la proportion de H_f.

En outre, la transition ^{14}O → ^{14}N* semble être $^1S_0 \to {}^1S_0$: la variation ΔE de l'énergie de liaison

TABLEAU V.

Transition β entre noyaux légers $A = 4n + 2$.

Transition β.		Configuration noyau impair.	W_0 (MeV).	$f_0 T$ (s).	H_i. $\lvert a_i\rvert^2$	H_i. $\frac{T_0}{\lvert M_\rho\rvert^2}$.	H_f. $\lvert a_f\rvert^2$.	H_f. $\frac{T_0}{\lvert M_\rho\rvert^2}$.	$C_i H_i + C_f H_f$. $\lvert C_f\rvert^2=0{,}25$.	$C_i H_i + C_f H_f$. $\lvert C_f\rvert^2=0{,}30$.
$^6He \to {}^6Li$	$^1S_0 \to {}^3S_1$	$p_{\frac{3}{2}} - p_{\frac{3}{2}}$	3,50±0,05	815±75	2	1630±150	0	–	1220	1140
$^{10}C \to {}^{10}B^*$ (718 keV)	$^1S_0 \to {}^3S_1$	$p_{\frac{3}{2}} - p_{\frac{3}{2}}$	2,2	2000	2	4000±500	0	–	3000	2800
$^{14}O \to {}^{14}N^*$ (2,3 MeV)	$^1S_0 \to {}^1S_0$	$p_{\frac{1}{2}} - p_{\frac{1}{2}}$	1,8	3200	0	–	2	6400	1600	1920
$^{18}F \to {}^{18}O$	$^3S_1 \to {}^1S_0$	$d_{\frac{5}{2}} - d_{\frac{5}{2}}$	0,635	3600	$\frac{2}{3}$	2400	0	–	1800	1680

entre noyaux $A = 4n + 2$ (tableau VI) suggère que l'état excité de ^{14}N a une configuration $^1S_0$. Cette variation ΔE est due, d'une part, à la répulsion

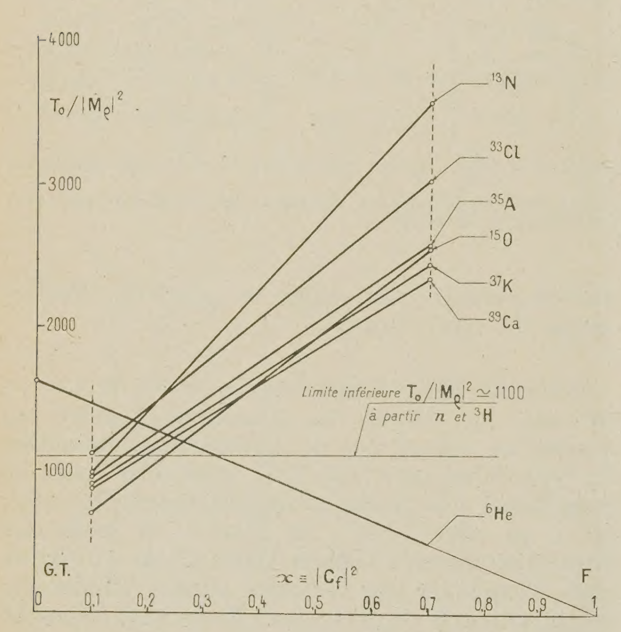


Fig. 2. — Diagramme construit selon la méthode de Kofœd-Hansen et Winther [15] utilisant ^6He (3,50 MeV) et les noyaux miroirs $L - \frac{1}{2}$.

$$y = \frac{T_0}{|M_\rho|^2} = \frac{T_0}{|M|^2}[\,|a_i|^2(1 - x) + |a_f|^2 x]$$

$x = 0$ intéraction G. T.
$x = 1$ » Fermi

avec

$x = |C_f|^2$ { limite inférieure donnée par ^{15}O : $x \simeq 0{,}20$; limite supérieure donnée par ^6He : $x \simeq 0{,}36$.

électrostatique des protons ΔC, et pour une autre part principalement à l'énergie de liaison $|\delta|$ du couple $(n - p)$ de la fraction non saturée dans l'état triplet $^3S_1$. Le fait expérimental que $|\delta| \simeq 0$ suggère donc que la transition $^{14}O \to {}^{14}N^*$ est du type $^1S_0 \to {}^1S_0$. Toutefois, la valeur également $|\delta| \simeq 0$, pour la transition $^{26}Al \to {}^{26}Mg$ et pour la transition $^{30}P \to {}^{30}Si$ est assez difficile à admettre, car, il faudrait aussi supposer, par exemple, un état singulet $^1S_0$ pour l'état fondamental ^{26}Al. S'il se confirme que $^{14}O \to {}^{14}N^*$ est une transition $0 \to 0$, la présence d'une interaction de Fermi dans H_β permettra toutefois de l'expliquer : ces transitions $0 \to 0$ interdites par Gamow-Teller $< {}^1S_0 \,|\, H_i \,|\, {}^1S_0 >^2 = 0$ sont, au contraire, permises par Fermi $< {}^1S_0 \,|\, H_f \,|\, {}^1S_0 >^2 = 2$.

TABLEAU VI.

Variation de l'énergie de liaison entre noyaux isobares voisins (noyaux légers, $A = 4n + 2$).

i.	*f.*	W_0 (MeV).	ΔE (*) (MeV).	ΔC(**) (MeV).	$\lvert\delta\rvert$ (MeV).
^6He	^6Li	3,50	2,72	−1,32	4,04
^{10}C	$^{10}B^*$	2,2	4,0	2,78	1,22
^{14}O	$^{14}N^*$	1,8	3,6	3,49	≃ 0
^{18}F	^{18}O	0,635	2,44	3,66	1,22
^{22}Na	^{22}Ne	1,8	3,60	4,3	0,7
^{26}Al	$^{26}Mg^*$	2,99 (***)	4,8	4,86	≃ 0
^{30}P	^{30}Si	3,3	5,3	5,44	≃ 0

(*) ΔE est la variation de l'énergie de liaison entre les deux noyaux de la transition $\Delta E = \Delta C + \delta$, avec

$$\Delta E = \varepsilon_0 + M_n - M_p : \quad \text{émission } \beta^+;$$
$$\Delta E = \varepsilon_0 - (M_n - M_p) : \quad \text{émission } \beta^-.$$

(**) $\Delta C = 1{,}20 \dfrac{Z - 1}{A^{\frac{1}{3}}}$ (*cf.* tableau II).

(***) d'après R. W. King, Washington University, 1952.

III. **Conclusion.** — Le principe de l'analyse utilisée revient à comparer les quantités $f_0 T \,|\, M \,|^2 = T_0$ pour les différentes transitions, $f_0 T$ est déduit des données expérimentales et la valeur de $|M|^2$ dépend des hypothèses considérées. Les noyaux miroirs du type $L - \frac{1}{2}[0 + 1]$ et les noyaux légers $[0 + 2]$ permettent d'obtenir pour $|M|^2 f_0 T$ des limites supérieures compatibles avec $T_0 \gtrsim 1100$ s seulement si $\dfrac{|C_f|^2}{|C_i|^2} \gtrsim \dfrac{1}{3}$. Les noyaux miroirs du type

$L + \frac{1}{2}$ conduisent à des valeurs plus petites de $|M|^2$ même avec l'interaction H_t seule; ces noyaux sont probablement formés de plusieurs configurations en LS ce qui abaisse la valeur apparente $|M|^2$.

En résumé, la comparaison des valeurs des éléments de matrice nucléaire $|M_\rho|$ des transitions β entre noyaux miroirs du type $L - \frac{1}{2}$ et entre certains noyaux léger $A = 4n + 2$, comme $^6He \to {}^6Li$ et $^{14}O \to {}^{14}N^*$ impose un mélange d'interaction de Fermi (S ou V) et de Gamow-Teller (A ou T) dans la proportion

$$\frac{|C_f|^2}{|C_t|^2} = 0{,}33 \pm 0{,}08, \quad \text{en posant} \quad |M_t| = \left|\left\langle \frac{\sigma}{\sqrt{3}} \right\rangle\right|$$

soit encore

$$|C_f|^2 = 0{,}25 \pm 0{,}05.$$

Ce résultat est légèrement différent de celui que nous avions précédemment obtenu [16], [17], en utilisant la valeur 3,215 MeV [18] pour l'énergie maximum des électrons de ^{6}He; mais la nouvelle valeur $3{,}50 \pm 0{,}05$ [19] utilisée dans cet article élève jusqu'à 0,30 environ la limite supérieure de $|C_f|^2$.

Notons enfin que C. S. Wu a repris [19], [20] les calculs de Moszkowski [21] en utilisant la nouvelle valeur f_0T pour ^{6}He et obtenu

$$k = \frac{|C_f|^2}{|C_t|^2} = \frac{K}{3} \leq 0{,}46 \pm 0{,}23.$$

Le résultat de Trigg [22] $k \simeq 0{,}18$ tient compte encore de l'ancienne valeur pour ^{6}He. En outre, indiquons que l'étude récente de Kofoed-Hansen [15], [20] sur les noyaux miroirs est compatible [19] avec les nouveaux résultats sur ^{6}He et aboutit aussi à $k \simeq 0{,}33$.

Blatt [23] calcule $<\vec{\sigma}>^2$ pour les transitions : $^3H \to {}^3He$, $^6He \to {}^6Li$, en tenant compte des différentes configurations et partitions composant les états nucléaires, dans l'hypothèse où les forces sont indépendantes de la charge. Tenant compte aussi de $^{14}O \to {}^{14}N$ et $n \to p$, il aboutit à $\frac{|C_f|^2}{|C_t|^2}$ compris entre 0,10 et 0,35.

Manuscrit reçu le 26 novembre 1952.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] KONOPINSKI E. J. — *Rev. Mod. Phys.*, 1943, **15**, 209. *Voir* aussi à ce sujet [8], [12], [13].
[2] ROBSON J. M. — *Phys. Rev.*, 1951, **83**, 348.
[3] BROWN A. B., SNYDER C. W., FOWLER W. A. et LAURITSEN C. C. — *Phys. Rev.*, 1951, **82**, 173.
[4] SLACK. — *Phys. Rev.*, 1949, **75**, 1448.
[5] JENKS. — *Phys. Rev.*, 1949, **75**, 701.
[6] BETHE H. A. et BACKER R. F. — *Rev. Mod. Phys.*, 1936, **8**, 126.
[7] BOUCHEZ R. et NATAF R. — *J. Physique Rad.*, 1950, **6**, 266.
[8] WIGNER E. P. — *Phys. Rev.*, 1939, **56**, 519.
[9] LANGER L., COOK C. S. et SAMPSON M. — *Phys. Rev.*, 1947, **71**, 906.
[10] FEENBERG E. et TRIGG G. — *Rev. Mod. Phys.*, 1950, **22**, 399.
[11] Tables for the analysis of β spectra. Nat. Bureau of, Standards, June, 1952. — DZEHELEPOV B. S. et KUDRYAVTSEVA A. V. — *J. Exp.*, *U.R.S.S.*, 1949 **19**, 761.
[12] BREIT et KNIPP. — *Phys. Rev.*, 1938, **54**, 652.
[13] GRÖNBLOM B. O. — *Phys. Rev.*, 1939, **56**, 508.
[14] ROSENFELD L. — Nuclear Forces, 1948, p. 377.
[15] KOFOED-HANSEN O. et WINTHER A. — *Phys. Rev.*, 1952, **86**, 428 (L).
[16] BOUCHEZ R. et NATAF R. — *C. R. Acad. Sc.*, 1952, **234**, 86.
[17] NATAF R. et BOUCHEZ R. — *Phys. Rev.*, 1952, **87**, 155.
[18] PEREZ-MENDEZ V. et BROWN H. — *Phys. Rev.*, 1950, **77**, 404.
[19] WU C. S., RUSTAD B. M., PEREZ-MENDEZ V. et LIDOPSKI L. — *Phys. Rev.*, 1952, **87**, 1140.
[20] Conférence Internationale sur la Radioactivité β et γ. Amsterdam, septembre 1952.
[21] MOSZKOWSKI S. — *Phys. Rev.*, 1951, **82**, 118.
[22] CONDON E. U. et SHORTLEY G. H. — The theory of Atomic Spectra, Cambridge University Press, 1951.
[23] BLATT J. M. — *Phys. Rev.*, 1953, **89**, 83.

ÉTUDE DES MODIFICATIONS ORDRE-DÉSORDRE.
III. ÉTUDE DE L'ORDRE A PETITE DISTANCE DANS LES ALLIAGES $Au-Cu_3$

Par Gérard FOURNET,
Division Rayons X de l'O. N. E. R. A., Conservatoire National des Arts et Métiers (1).

Sommaire. — Au-dessus de la température critique, il subsiste, dans les alliages subissant les modifications ordre-désordre, un ordre à petite distance. La diffusion des rayons X par ces alliages permet d'atteindre les paramètres d'ordre à petite distance. Nous avons pu calculer théoriquement ces différents paramètres pour les alliages $Au-Cu_3$ et nos prévisions relatives à l'intensité du rayonnement X diffusé sont conformes aux résultats expérimentaux. Il y a également bon accord entre d'une part, les données sur les énergies d'interaction entre atomes que nous pouvons extraire de notre étude sur l'ordre à petite distance et d'autre part, les résultats que nous avons obtenus à partir de l'étude des phénomènes d'ordre à grande distance.

1. **Introduction.** — Dans un article récent [1] nous avons étudié théoriquement les variations, en fonction de la température, du paramètre d'ordre à grande distance dans les alliages $Au-Cu_3$. Nous allons maintenant, pour le même alliage $Au-Cu_3$, faire l'étude de l'ordre à petite distance au-dessus de la température critique.

Nous renvoyons à nos précédents articles [1] et [2] pour la définition des notations.

2. **Étude de l'ordre à petite distance.** — 2.1. *Définition et méthode de calcul de l'ordre à petite distance.* — Nous savons (*voir* [2]) que l'ordre à petite distance régit différents phénomènes comme la chaleur spécifique de configuration ou la diffusion des rayons X en dehors des directions de diffraction sélectives. Il est donc intéressant d'étudier l'ordre à petite distance. Alors que dans beaucoup d'anciennes théories la notion d'ordre à petite distance paraissait un peu introduite pour les besoins de la cause, cette notion se présente naturellement dans la théorie d'Yvon [3] : il suffit pour cela de considérer les quantités $n_{2,AA}\left(\vec{x}_i, \vec{x}_j\right)$ (*voir* [2].) Dans le cas simple où la température critique est dépassée, la probabilité de trouver un atome A (or) sur un nœud quelconque (α ou β) est égale à $\frac{1}{4}$. La probabilité de trouver à la fois un atome A sur un nœud i et un atome A sur un nœud j pourrait donc être égale à

$$\frac{1}{4}\times\frac{1}{4}=\frac{1}{16};$$

l'expérience et la théorie montrent qu'il n'est pas ainsi quand la distance r_{ij} entre les nœuds i et j est petite; on dit alors qu'il y a un ordre à petite distance. Au point de vue mathématique cet ordre se traduit par une différence entre la probabilité $n_{2,AA}(r_{ij})$ et $\frac{1}{16}$; nous voyons ainsi qu'à l'ancienne conception *d'un paramètre* d'ordre à petite distance on doit substituer *une suite de paramètres* d'ordre à petite distance relatifs à l'ordre entre premiers, seconds, etc. voisins. Cette suite de paramètres peut être obtenue expérimentalement à partir de l'étude de la diffusion des rayons X par les alliages étudiés, aussi nous sommes-nous proposés de calculer ces paramètres. La valeur des probabilités $n_{2,AA}\left(\vec{x}_i, \vec{x}_j\right)$ (que nous notons encore n_{ij} sans confusion possible puisque nous nous occupons uniquement des atomes A) a été fournie par Yvon sous la forme

$$\log n_{ij}=\log B_{ij}+\sum_k \log B_{ijk}+\dots \tag{1}$$

Nous savons que les probabilités n_{ij} permettent de calculer l'énergie de configuration $E(s, T)$ (nous avons donné dans un précédent Mémoire un exemple d'un tel calcul). Cette énergie de configuration est liée à l'énergie libre de configuration $F(s, T)$ par une formule classique et par conséquent il y a un lien entre d'une part la relation (1) et d'autre part l'équation de l'ordre à grande distance

$$\frac{\partial F}{\partial s}(s, T)=0. \tag{2}$$

En précisant ces liens nous avons trouvé que si l'on ne considère dans l'équation (2) que les termes A_1 et A_2 (c'est-à-dire les termes A_i à un nœud et les termes A_{ij} à deux nœuds) il faut, pour que la liaison énergie libre-énergie de configuration-proba-

(1) Maintenant au Laboratoire de la Société Alsacienne de Constructions Mécaniques, Département Télécommunications, 51, rue de l'Amiral-Mouchez, Paris (13e).

bilités n_{ij} soit homogène, uniquement prendre en compte les termes B_2 (c'est-à-dire les termes B_{ij} à deux nœuds) dans les relations (1).

Un tel procédé reviendrait néanmoins à ne prendre qu'un terme dans le développement de n_{ij} alors que nous avons toujours pris deux termes (A_1 et A_2) dans le développement de $\frac{\partial F}{\partial s}$. En définitive nous avons calculé les probabilités n_{ij} au moyen des coefficients B_2 et B_3.

Nous avons toujours supposé que l'ordre à grande distance s était identiquement nul c'est-à-dire que la température était supérieure à la température critique; ce n'est que dans ce cas que Cowley [4] a déterminé l'ordre à petite distance dans $Au\,Cu_3$. Les seules énergies dont nous avons tenu compte sont les énergies W_1 et W_2 entre premiers et seconds voisins.

Yvon a fourni l'expression générale du coefficient B_{ij}; quand on admet que les probabilités n_i et n_j sont égales à $\frac{1}{4}$ on obtient

$$B_{ij} = \frac{1}{4}\,\frac{1 + w_{ij} - \sqrt{1 + 3w_{ij}}}{w_{ij} - 1},$$

où w_{ij} désigne la quantité

$$w_{ij} = e^{-\frac{W_{ij}}{kT}},$$

quand W_{ij} est l'énergie potentielle relative à la distance r_{ij} entre les nœuds i et j. Nous pouvons encore désigner B_{ij} par $B_2\,(w_{ij})$ pour montrer que ce coefficient B relatif à deux nœuds ne dépend que de w_{ij}.

La quantité w_{ij} peut donc prendre les valeurs w_1 (cas où i et j sont premiers voisins), w_2 (cas où i et j sont seconds voisins) et l'unité dans tous les autres cas; quand w_{ij} est égal à l'unité il convient d'adopter par continuité

$$B_{ij}(w_{ij} = 1) = \frac{1}{16}.$$

Supposons maintenant que pour un moment nous négligeons l'influence de B_3 et des termes analogues de rang plus élevés, nous obtenons d'après la relation (1) :

$$n_{ij} = B_{ij}.$$

L'étude du coefficient B_{ij} que nous venons d'effectuer montre alors que l'ordre à petite distance possède le même champ d'existence que celui des énergies W; si nous supposons que seules les énergies entre premiers et seconds voisins sont non nulles, l'ordre à petite distance n'existe qu'entre premiers et seconds voisins. Si l'on tient compte de termes d'un rang supérieur à B_2 il n'en est pas de même : *le champ d'existence de l'ordre à petite distance est plus étendu que le champ d'existence des énergies potentielles entre atomes.* Si, en supposant que seul W_1 est non nul, on savait tenir compte d'une infinité de termes : B_2, B_3, B_4, ..., on trouverait qu'il existe « un ordre à petite distance » entre deux nœuds i et j infiniment éloignés, cet ordre étant infiniment faible mais différent de zéro.

Nous avons développé le calcul de toutes les catégories de coefficients B_3 dans l'appendice. Nous connaissons maintenant les coefficients B_3 qui peuvent intervenir — c'est-à-dire ceux qui sont différents de l'unité — et il convient pour chaque valeur de la distance r_{ij} de détailler la relation (1) en indiquant les catégories des coefficients B_3 nécessaires. Effectuons ce travail pour la distance r_1 entre premiers voisins c'est-à-dire appliquons la relation (1) à la probabilité $n_2(r_1)$. Le terme B_2 qu'il convient de considérer est celui correspondant à la même distance r_1 c'est-à-dire le terme $B_2(w_1)$.

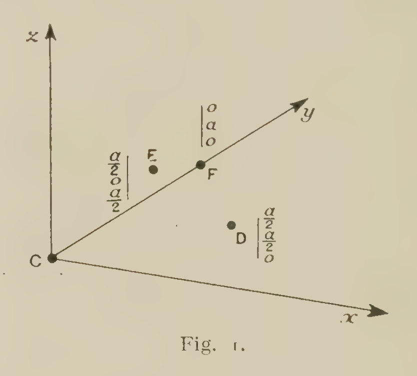


Fig. 1.

Pour connaître les coefficients B_3 qui interviennent dans $n_2\,(r_1)$ considérons la figure 1 où nous avons représenté en perspective une partie du réseau cubique à faces centrées de $Au\,Cu_3$: Cx, Cy et Cz sont trois axes de coordonnées rectangulaires parallèles aux arêtes des cubes. Les nœuds C et D sont en position de premiers voisins et nous allons chercher les coefficients B_3 qui établissent un lien entre ces deux nœuds. Le nœud E de coordonnées $\frac{a}{2}$, o et $\frac{a}{2}$, premiers voisins de C et D, entraîne l'existence du coefficient $B_3\,(w_1;\,w_1,\,w_1)$ dans la relation (1) appliquée au calcul de $n_2\,(r_1)$; il existe trois termes analogues correspondant aux points de coordonnées $\left(\frac{a}{2}, 0, -\frac{a}{2}\right)$, $\left(0, \frac{a}{2}, \frac{a}{2}\right)$ et $\left(0, \frac{a}{2}, -\frac{a}{2}\right)$ ce qui porte à quatre le coefficient du terme $\log B_3\,(w_1;\,w_1,\,w_1)$. Considérons maintenant le point F qui est un second voisin du point C et un premier voisin du point D; l'existence du triangle CD; DF, FC entraîne donc l'existence du coefficient $B_3\,(w_1;\,w_1,\,w_2)$, il existe trois autres termes analogues correspondant au lieu et place du point F a des points de coordonnées $(a, 0, 0)$, $\left(\frac{a}{2}, -\frac{a}{2}, 0\right)$ et $\left(-\frac{a}{2}, \frac{a}{2}, 0\right)$. Le terme $B_3\,(w_1;\,w_2,\,w_2)$ n'existe pas dans le réseau considéré; tous les coefficients B_3 de la forme $B_3\,(w_i;\,1,\,w_j)$ sont

égaux à l'unité de sorte que dans l'approximation choisie nous obtenons

$$\log n_2(r_1) = \log B_2(w_1) + 4 \log B_3(w_1;\, w_1,\, w_1) + 4 \log B_3(w_1;\, w_1,\, w_2),$$

Nous ne détaillerons pas l'établissement des expressions relatives aux différentes probabilités n_2 (r_i). Il convient de remarquer que d'une part *les coefficients B_3 sont indépendants du réseau* dans lequel ils peuvent intervenir alors que d'autre part *les nombres affectant ces coefficients B_3* dans l'expression déterminant les probabilités n_2 *dépendent essentiellement du réseau* considéré; par exemple dans l'expression relative à n_2 (r_1) ces nombres sont égaux à 4 pour B_3 $(w_1;\, w_1,\, w_1)$ et 4 pour B_3 $(w_1;\, w_1,\, w_2)$, le nombre correspondant à B_3 $(w_1;\, w_1,\, w_1)$ est nul pour les réseaux cubique simple ou plan à base carrée.

Les résultats relatifs au réseau cubique à faces centrées sont les suivants :

$$\log n_2(r_1) = \log B_2(w_1) + 4 \log B_3(w_1;\, w_1,\, w_1), + 4 \log B_3(w_1;\, w_1,\, w_2),$$

$$\log n_2(r_2) = \log B_2(w_2) + 4 \log B_3(w_2;\, w_1,\, w_1),$$

$$\log n_2(r_3) = \log \frac{1}{16} + 2 \log B_3(1;\, w_1,\, w_1) + 2 \log B_3(1;\, w_1,\, w_2),$$

$$\log n_2(r_4) = \log \frac{1}{16} + \log B_3(1;\, w_1,\, w_1) + 2 \log B_3(1;\, w_2,\, w_2),$$

$$\log n_2(r_5) = \log \frac{1}{16} + 2 \log B_3(1;\, w_1,\, w_2),$$

$$\log n_2(r_6) = \log \frac{1}{16},$$

$$\log n_2(r_7) = \log \frac{1}{16},$$

$$\log n_2(r_8) = \log \frac{1}{16} + \log B_3(1;\, w_2,\, w_2);$$

toutes les probabilités $n_2(r_i)$ suivantes sont égales à $\frac{1}{16}$, ce qui montre que dans notre approximation l'ordre à petite distance s'étend jusqu'aux huitièmes voisins. Avant de passer au calcul numérique nous pouvons remarquer que nos formules indiquent que l'ordre à petite distance entre sixièmes voisins et septièmes voisins est nul et comparer ce résultat aux valeurs expérimentales fournies par Cowley. Cowley a utilisé pour caractériser l'ordre à petite distance des paramètres α_i qui sont reliés à nos probabilités par la relation

$$16\, n_2(r_i) = 1 + 3\,\alpha_i \qquad (3)$$

avec $i = 1, 2, \ldots$; cette relation n'est valable que pour Au Cu_3. L'examen des valeurs expérimentales des α_i montre que les paramètres α_6 et α_7 possèdent une valeur absolue nettement plus faible que celle du coefficient α_8, ce qui est conforme à nos prévisions.

2.2. *Développement des calculs numériques.* — Au-dessus de la température critique, et dans le cas de nos hypothèses, les différentes probabilités n_2 (r_i) ne dépendent que de w_1 et de w_2; nous pouvons également choisir comme variable indépendante w_1 et le rapport des énergies $x = \frac{W_2}{W_1}$. Pour chaque couple de valeurs des paramètres w_1 et $\frac{W_2}{W_1}$ il existe, dans notre théorie, une valeur bien déterminée de n_2 (r_1) par exemple; nous avons donc pu constituer des diagrammes (un pour chaque valeur de i avec $i = 1$, 2, 3, 4, 5 et 8) où nous avons représenté les courbes d'isoprobabilité 16 n_2 (r_i) dans le plan défini en abscisses par $x = \frac{W_2}{W_1}$ et en ordonnées

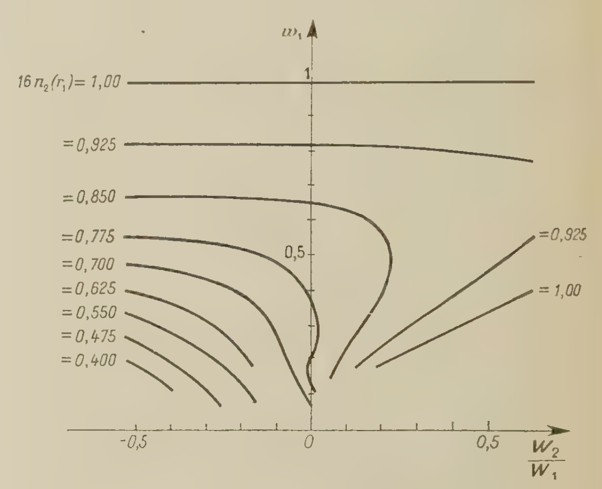


Fig. 2. — Courbes d'isoprobabilité 16 $n_2(r_1)$ en fonction de w_1 et du rapport $\frac{W_2}{W_1}$.

par w_1. La figure 2 reproduit les courbes relatives à 16 n_2 (r_1). Les calculs numériques ont été effectués au moyen des formules de définition de log n_2 (r_i) d'une part et des expressions des B_3 que nous avons établies d'autre part. Cowley a déterminé expérimentalement la valeur des coefficients α_i à 405° C. Pour comparer ses résultats avec nos prévisions théoriques nous avons employé la méthode que nous allons maintenant décrire.

Quand α_1 est fixé par l'expérience, la valeur de n_2 (r_1) est également déterminée par

$$16\, n_2(r_1) = 1 + 3\,\alpha_1 :$$

les variables w_1 et $x = \frac{W_2}{W_1}$ sont par conséquent liés par une certaine relation

$$w_1 = f_1(x),$$

et l'on peut faire correspondre à cette relation une courbe représentative dans le plan w_1, x. De même la connaissance de chacun des autres α_i $(i = 2, 3, 4, \ldots$

impose d'autres relations $w_i = f_i(x)$. Si notre théorie prévoyait correctement les faits expérimentaux toutes les courbes représentatives devraient avoir un point commun défini par $w_{1,0}$ et x_0. Avant de donner une conclusion remarquons que Cowley annonce que l'erreur absolue sur ses coefficients α_i est de 0,010, ce qui entraîne une erreur absolue de 0,030 sur le paramètre 16 $n_2(r_i)$ que nous avons étudié dans les courbes analogues à celles représentées sur la figure 2. Dans ces conditions nous devons chercher dans le plan (w_1, x) si certaines *bandes*, centrées sur les courbes tracées précédemment, présentent des points communs. L'examen de la figure (non reproduite) montre qu'il existe un point commun aux bandes correspondant à $i = 1$, 3, 4 et 5 alors que la bande relative à $i = 2$ passe à légère distance de ce point. Le fait intéressant est que le point commun correspond à $x_0 = -\frac{1}{2}$, valeur qui nous a donné des résultats satisfaisants lors de l'étude de l'ordre à grande distance. L'accord pour la valeur de w_1 au point commun est moins bonne : nous trouvons $w_{1,0} = 0{,}295$ alors que le fait de trouver $w_{1,C} = 0{,}40$ (cf. *fig.* 4 de [1]) pour 388° C imposerait la valeur $w_1 = 0{,}41$ au point commun (pour (405° C). Cowley a étudié également les alliages Au Cu_3 à des températures de 460 et 550° C. Nous avons effectué le même travail de prévisions théoriques pour ces températures. Il y a une zone commune dans le plan w_1, x aux différentes bandes correspondant à $i = 1$, 3, 4 et 5 alors que la bande 2 est toujours légèrement écartée; la zone commune comprend toujours un point d'abscisse $x_0 = -0{,}50$, l'ordonnée $w_{1,0}$ correspond alors à 0,335 pour la température de 460° et à 0,380 pour 550° C. A partir de ces trois valeurs déterminées pour $w_{1,0}$ pour chacune des températures *observées* par Cowley (405, 460, 550° C) on peut calculer les températures absolues que la théorie indique pour ces points, au moyen de

$$T = \frac{W_1}{k \log_e \frac{1}{w_{1,0}}} = \frac{0{,}434\, W_1}{k} \, \frac{1}{\log_{10} \frac{1}{w_{1,0}}};$$

nous trouvons ainsi pour ces températures absolues des valeurs proportionnelles à 1,89, 2,11 et 2,38. Si l'on choisit

$$W_1 = 807\, k\,{}^\circ\mathrm{C},$$

on trouve alors pour les températures absolues calculées des valeurs égales à 673, 740 et 835° K au lieu et place des températures absolues observées par Cowley : 678, 733 et 823° K.

Nous voyons ainsi — en faisant abstraction des résultats obtenus pour $n_2(r_2)$ — qu'il y a très bon accord entre les observations de Cowley et nos prévisions théoriques concernant l'ordre à petite distance à condition de choisir

$$W_1 = 807\, k\,{}^\circ\mathrm{C} = 1{,}11 \cdot 10^{-13}\ \mathrm{erg},$$
$$\frac{W_2}{W_1} = -0{,}50.$$

Les résultats expérimentaux concernant l'ordre à grande distance sont correctement prévus par la théorie à condition de choisir [1]

$$W_1 = 608\, k\,{}^\circ\mathrm{C} = 0{,}84 \cdot 10^{-13}\ \mathrm{erg},$$
$$\frac{W_2}{W_1} = -0{,}50.$$

L'ensemble des résultats est assez satisfaisant. Pour estimer l'importance du mauvais accord entre la théorie et l'expérience au sujet de la probabilité $n_2(r_2)$ nous avons dressé le tableau suivant [5] :

	405 °C.		460 °C.		550 °C.	
i.	Exp.	Th.	Exp.	Th.	Exp.	Th.
1.......	0,544	0,520	0,556	0,559	0,607	0,607
2.......	1,558	1,880	1,516	1,760	1,315	1,635
3.......	1,027	1,059	1,057	1,052	1,078	1,046
4.......	1,285	1,248	1,204	1,206	1,135	1,166
5.......	0,841	0,855	0,853	0,880	0,904	0,903
6.......	1,075	1,000	1,021	1,000	0,973	1,000
7.......	0,952	1,000	0,976	1,000	0,991	1,000
8.......	1,144	1,045	1,126	1,035	1,057	1,025

Dans la première colonne nous avons indiqué le rang i des voisins considérés, dans les colonnes suivantes nous avons porté les valeurs du paramètre $16\, n_2(r_i)$ expérimentales (Cowley) et théoriques. Rappelons que la précision des mesures de Cowley estimée par lui-même correspond à une erreur absolue de 0,030 sur les $16\, n_2(r_i)$.

Conformément aux résultats de Cowley nous avons trouvé que α_3 est positif; ce fait mérite d'être signalé puisque dans la structure ordonnée α_3 est négatif.

Nous avons représenté sur les figures 3 et 4 les courbes de niveau expérimentales et théoriques du pouvoir diffusant dû à l'ordre à petite distance dans le plan 1 0 0 du réseau réciproque pour 405° C. La figure tirée du Mémoire de Cowley est en unité arbitraire; le maximum du pouvoir diffusant correspond à 27 unités; sur la figure 4, déterminée à partir de nos résultats théoriques, nous avons multiplié nos résultats bruts par un facteur tel que le maximum de l'intensité corresponde également à 27 unités. L'accord général entre les figures 3 et 4 est sastisfaisant.

3. **Conclusion**. — Nous venons de montrer comment il est possible de prévoir théoriquement les phénomènes d'ordre à petite distance, au-dessus

de la température critique, pour un alliage subissant les modifications ordre-désordre. Nous pensons que les phénomènes d'ordre à petite distance sont également présents dans les solutions solides et nous montrerons dans un prochain article comment on peut les atteindre théoriquement.

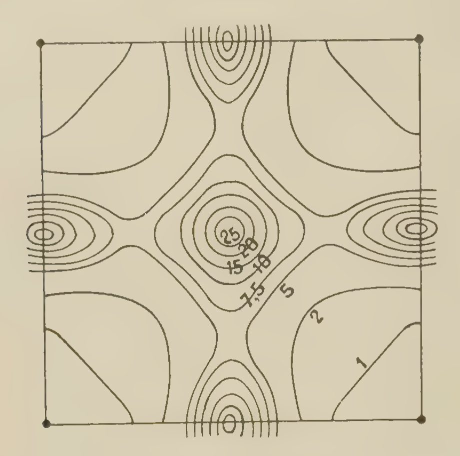


Fig. 3. — Courbes de niveau expérimentales du pouvoir diffusant dû à l'ordre à petite distance dans le plan 1 0 0 du réseau réciproque pour 405° C (Extrait du *J. Appl. Phys.*, 1950, **21**, 24).

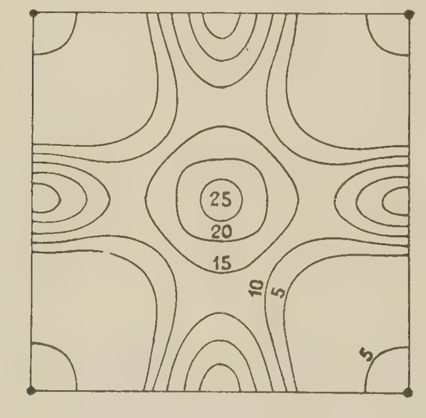


Fig. 4. — Courbes de niveau théoriques du pouvoir diffusant dû à l'ordre à petite distance dans le plan 1 0 0 du réseau réciproque pour 405° C.

Nous sommes heureux de remercier M. le Professeur Guinier pour de nombreuses discussions.

APPENDICE.

Calcul des B. — Nous précisons que nous n'avons calculé les grandeurs B que dans le cas où l'ordre à grande distance s est identiquement nul; le calcul est possible pour une valeur quelconque de s différente de zéro mais peut alors devenir pénible.

Yvon a vérifié dans le cas des B_{ij} et admis en général que les grandeurs B ne dépendent pas du réseau considéré; le terme B_{ij} par exemple ne dépend que de n_i, de n_j et de l'énergie W_{ij}. Le terme B_{ij} possède donc *une expression mathématique invariante* avec le réseau dans lequel les nœuds i et j sont engagés; le réseau le plus simple dans lequel B_{ij} existe est un réseau réduit à deux nœuds i et j et l'on peut par conséquent calculer B_{ij} en considérant un tel réseau.

Nous rappelons que nous considérons uniquement la statistique des atomes A et par conséquent il existe quatre distributions possibles d'atomes A sur les nœuds i et j.

1° aucun atome en i et j;
2° un atome en i;
3° un atome en j;
4° un atome à la fois en i et j.

Pour effectuer la statistique de notre réseau grâce au principe de Boltzmann nous devons définir l'énergie de chacune des quatre configurations. L'énergie de la première configuration (aucun atome A en i et j) peut être choisie comme nulle. Représentons ensuite les énergies des configurations suivantes par U_i, U_j et $U_i + U_j + W_{ij}$ respectivement; nous n'introduisons, ce faisant, aucune hypothèse. Pour simplifier les calculs ultérieurs nous poserons

$$r = e^{-\frac{U_i}{kT}}, \tag{4}$$

$$s = e^{-\frac{U_j}{kT}}, \tag{5}$$

$$\alpha = e^{-\frac{W_{ij}}{kT}}. \tag{6}$$

Dans ces conditions nous pouvons dresser le tableau ci-dessous :

Tableau I.

0	0	1
1 j	U_i	r
1 j	U_j	s
2 ij	$U_i + U_j + W_{ij}$	rsa

où nous avons indiqué dans la première colonne le nombre et le nom des nœuds occupés par un atome A pour chacune des quatre configurations, dans la seconde colonne les énergies correspondantes et dans la troisième colonne des facteurs proportionnels à la probabilité de chaque configuration; pour obtenir les probabilités (dont la somme est égale à l'unité) il suffit de diviser chacun de ces facteurs par la somme $(1 + r + s + rsa)$ des quatre facteurs.

Le calcul effectif de B_{ij} se fera en identifiant les propriétés du réseau à deux nœuds et les propriétés du réseau réel que l'on considère; par exemple *il faut* que la probabilité de trouver un atome A sur le nœud i du réseau réduit soit égale à $\frac{1}{4}$ (nous avons dit que nous limitons au calcul de B dans le

cas où l'ordre à grande distance s est identiquement nul) d'où

$$\frac{1}{4} = \frac{r + rsa}{1 + r + s + rsa} \qquad (7)$$

puisque l'on trouve un atome A sur le nœud i dans la seconde et la quatrième configuration du tableau I. Un raisonnement analogue peut être fait au sujet du nœud j et fournit

$$\frac{1}{4} = \frac{s + rsa}{1 + r + s + rsa}. \qquad (8)$$

Des deux relation (7) et (8) nous pouvons tirer d'une part

$$r = s$$

et d'autre part

$$3r^2 a + 2r - 1 = 0,$$

soit

$$r = \frac{-1 \pm \sqrt{1 + 3a}}{3a}; \qquad (9)$$

les expressions de définition de r et de a montrent que ces quantités ne peuvent être que positives et par conséquent que seul le signe $+$ dans l'expression (9) possède un sens physique.

Nous pouvons maintenant exprimer à partir des données du tableau I la probabilité n_{ij} de trouver à la fois un atome A au nœud i et un atome A au nœud j *dans le réseau à deux nœuds* soit

$$n_{ij} = \frac{rsa}{1 + r + s + rsa} = \frac{r^2 a}{1 + 2r - r^2 a} = \frac{ra}{4(1 + ra)}.$$

Grâce à la relation (9) nous pouvons alors exprimer n_{ij} uniquement en fonction de a; nous obtenons ainsi

$$n_{ij} = \frac{a + 1 - \sqrt{1 + 3a}}{4(a - 1)}.$$

On sait que dans le cas général d'un réseau quelconque la probabilité n_{ij} que nous venons de définir s'exprime [3] sous la forme

$$\log n_{ij} = \log B_{ij} + \sum_k \log B_{ijk} + \ldots; \qquad (1)$$

dans notre réseau particulier à deux nœuds, il ne peut exister de termes à trois nœuds, quatre nœuds, etc. et par conséquent

$$\log n_{ij} = \log B_{ij},$$

soit encore $n_{ij} = B_{ij}$.

Le résultat final de notre calcul est donc

$$B_{ij} = \frac{1 + a - \sqrt{1 + 3a}}{4(a - 1)}.$$

Nous ferons quelques remarques au sujet de ce résultat.

Nous avons dit que nous nous intéressons uniquement au cas où l'ordre à grande distance est nul ($s = 0$); tous les nœuds du réseau réel de Au Cu_3 ont donc la même propriété : la probabilité de présence d'un atome d'Au sur un nœud quelconque est $\frac{1}{4}$ et par conséquent la grandeur B_{ij} ne peut dépendre que de l'énergie de liaison entre deux atomes A placés aux nœuds i et j, le calcul montre que cette énergie n'intervient que par le terme a défini en (6). Nous pouvons donc dans ces conditions supprimer l'indice ij de la grandeur B_{ij} et écrire $B(a)$, toutefois pour rappeler que cette grandeur concerne un groupe de *deux* atomes nous écrirons en définitive :

$$B_2(a) = \frac{1 + a - \sqrt{1 + 3a}}{4(a - 1)}.$$

Le calcul de B_{ij} a déjà été traité par Yvon dans le cas général où n_i est différent de n_j. Nous avons tenu à rappeler ce calcul afin de pouvoir le généraliser rapidement au calcul des B_{ijk} (B_3 dans notre nouvelle notation).

Les nœuds i et j jouent le même rôle dans le réseau à deux nœuds; nous avons démontré que les quantités r et s étaient égales c'est-à-dire que les énergies U_i et U_j étaient identiques. Dans nos calculs ultérieurs nous poserons que les énergies U relatives à des nœuds jouant le même rôle *dans le réseau réduit* (à deux, trois, etc. nœuds) sont égales.

Nous pouvons maintenant décrire la méthode générale de calcul d'un B_p; on considère un réseau réduit à p nœuds dont on va effectuer une statistique directe à partir du principe de Boltzmann; on impose toutes les conditions nécessaires pour que les probabilités n_i soient identiques dans le réseau réduit à p nœuds et dans le réseau réel (dans le cas que nous considérons ici, Au Cu_3 sans ordre à grande distance, cette condition revient à écrire que tous les n_i du réseau réduit sont égaux à $\frac{1}{4}$; on identifie ensuite une probabilité n_{ij} (relative à deux nœuds) du réseau réduit avec l'expression générale de n_{ij} obtenue à partir de la formule (1), on en déduit alors un coefficient B_p connaissant tous les coefficients B_k avec $k < p$.

Nous allons maintenant appliquer cette méthode au calcul des B_3. Pour chaque cas particulier nous devons préciser les énergies U_i et W_{ij}; ces énergies n'interviennent que sous la forme d'exponentielle $\exp - \frac{U}{kT}$ (exponentielle dont nous désignerons les différentes valeurs — suivant celles de U — par r, s, t, ...) et $\exp - \frac{W}{kT}$ (dont les valeurs seront désignées par a, b, c, ..). Pour indiquer rapidement nos définitions nous les porterons sur un schéma

d'un réseau réduit à trois nœuds, par exemple le schéma reproduit sur la figure 5 signifie que

$$a = e^{-\frac{W_{ij}}{kT}} = e^{-\frac{W_{ik}}{kT}},$$

$$b = e^{-\frac{W_{jk}}{kT}};$$

l'égalité des énergies d'interaction W_{ij} et W_{ik}

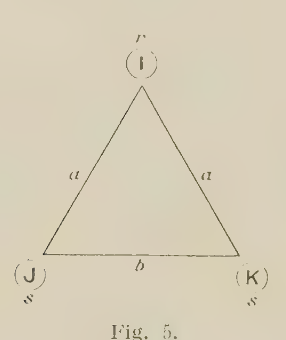


Fig. 5.

indique que les nœuds j et k sont identiques et par conséquent que

$$s = e^{-\frac{U_j}{kT}} = e^{-\frac{U_k}{kT}};$$

le nœud i est différent aussi convient-il de poser

$$r = e^{-\frac{U_i}{kT}}.$$

Nous voulons encore préciser les caractères de symétrie des B_{ijk}; la définition de $\log n_{ij}$ au moyen

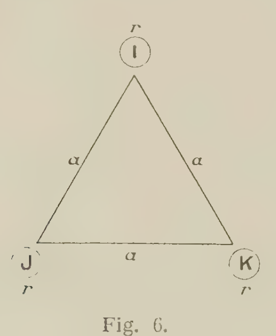


Fig. 6.

des différentes grandeurs B montre que dans B_{ijk} les indices ijk n'ont pas le même rôle, les indices ij se réfèrent au couple de points ij considérés alors que k désigne un nœud quelconque mais différent de ij. En profitant de cette remarque et pour montrer que les B_{ijk} ne dépendent dans le cas particulier où nous effectuons le calcul, que des quantités a, b, c précédemment définies nous écrirons

$$B_{ijk} = B_3\left(e^{-\frac{W_{ij}}{kT}}; e^{-\frac{W_{jk}}{kT}}, e^{-\frac{W_{ki}}{kT}}\right).$$

Dans ces conditions les relations de symétrie s'expriment par

$$B_3(a; b, c) = B_3(a; c, b),$$

mais

$$B_3(a; b, c) \neq B_3(b; a, c).$$

Calcul de B_3 *(a; a, a).* — Le schéma du réseau réduit à trois nœuds qu'il convient de considérer est reproduit sur la figure 6.

Nous pouvons établir un tableau en disposant dans la première colonne le nombre et le nom des nœuds occupés par des atomes A et dans la deuxième colonne les facteurs de probabilités correspondants :

TABLEAU II.

(1).	(2).
0	1
1 i	r
1 j	r
1 k	r
2 ij	$r^2 a$
2 jk	$r^2 a$
2 ki	$r^2 a$
3 ijk	$r^3 a^3$

La relation $n_i = \frac{1}{4}$ fournit

$$n_i = \frac{r + r^2 a + r^2 a + r^3 a^3}{1 + 3r + 3r^2 a + r^3 a^3} = \frac{1}{4},$$

soit

$$3r^3 a^3 + 5r^2 a + r - 1 = 0. \tag{10}$$

Le calcul de n_{ij} *dans le réseau réduit,*

$$n_{ij} = \frac{r^2 a + r^3 a^3}{1 + 3r + 3r^2 a + r^3 a^3},$$

permet de calculer B_3 $(a; a, a)$ grâce à

$$\log n_{ij} = \log B_{ij} + \log B_{ijk},$$

soit ici

$$n_{ij} = B_2(a) B_3(a; a, a),$$

et grâce à la relation (10). Le résultat est

$$B_3(a; a, a) = \frac{r^2 a + r^3 a^3}{1 + 3r + 3r^2 a + r^3 a^3} \, \frac{4(a-1)}{(a+1) - \sqrt{1+3a}},$$

que l'on peut encore mettre sous la forme

$$B_3(a; a, a) = \frac{ra + r^2 a^3}{1 + 2ra + r^2 a^3} \, \frac{a-1}{a+1-\sqrt{1+3a}}.$$

Le calcul numérique se fait en résolvant au préalable, pour chaque valeur de a, l'équation en r (10); il existe toujours une et une seule solution positive.

Notons, que si l'énergie W_{ij} est nulle, c'est-à-dire si $a = 1$, on trouve bien évidemment

$$B_3(1; 1, 1) = 1,$$

ce qui montre qu'un tel terme n'intervient pas dans le calcul de $\log n_{ij}$.

Calcul de B_3 $(a;\ a,\ b)$. — Nous donnons sans commentaire le schéma du réseau (*fig.* 5) et le tableau correspondant

TABLEAU III.

(1).	(2).
o	1
$1i$	r
$1j$	s
$1k$	s
$2ij$	rsa
$2jk$	s^2b
$2ki$	rsa
$3ijk$	rs^2a^2b

Il faut d'abord écrire $n_i = n_j = \frac{1}{4}$. La première de ces équations fournit

$$r = \frac{s(1+sb)}{(1+sa)}$$

et la seconde

$$3 = \frac{(1+2s+s^2b)(1+sa)}{s(1+sb)(1+2sa+s^2a^2b)}, \qquad (11)$$

soit encore

$$s^4(3a^2b^2)+s^3(5ab+3a^2b) + s^2(4a+2b)+s(1-a)-1=0.$$

Le calcul de n_{ij} *dans le réseau réduit*

$$n_{ij} = \frac{rsa+rs^2a^2b}{1+r+2s+2rsa+s^2b+rs^2a^2b} = \frac{sa+s^2a^2b}{4(1+2sa+s^2a^2b)},$$

combiné à l'expression

$$\log n_{ij} = \log B_{ij} + \log B_{ijk} = \log[B_2(a)\,B_3(a;\ a,\ b)],$$

résultant de l'application de la formule générale (1) au réseau de la figure 5, permet d'obtenir

$$B_3(a;\ a,\ b) = \frac{sa+s^2a^2b}{1+2sa+s^2a^2b}\;\frac{a-1}{a+1-\sqrt{1+3a}}. \qquad (12)$$

Calcul de B_3 $(b;\ a,\ a)$. — Ce calcul est immédiat à partir des résultats précédents, il suffit, pour le réseau de la figure 5, de connaître :

$$n_{jk} = \frac{s^2b+rs^2a^2b}{1+r+2s+2rsa+s^2b+rs^2a^2b}$$

et la relation

$$\log n_{jk} = \log B_{jk} + \log B_{jki} = \log[B_2(b)\,B_3(b;\ a,\ a)]$$

pour trouver

$$B_3(b;\ a,\ a) = \frac{sb\,\dfrac{1+sa}{1+sb}+s^2a^2b}{1+2sa+s^2a^2b}\;\frac{b-1}{b+1-\sqrt{1+3b}}. \qquad (13)$$

Remarquons que la même équation (11) en s permet de déterminer les valeurs de B_3 $(a;\ a,\ b)$ et B_3 $(b;\ a,\ a)$; pour calculer B_3 $(b;\ b;\ a)$ et B_3 $(a;\ b,\ b)$, il convient de résoudre une équation analogue obtenue en permutant a et b dans l'équation (11).

Calcul de B_3 $(a;\ a,\ 1)$. — Quand l'énergie d'interaction W_{jk} (*fig.* 5) est nulle le facteur b devient égal à l'unité. L'équation en s (11) se simplifie et fournit

$$3s^2a+2s-1=0,$$

dont la racine utile est définie par

$$3sa = -1+\sqrt{1+3a}.$$

Cette valeur de s, introduite dans l'expression générale (12) amène

$$B_3(a;\ a,\ 1)=1.$$

Calcul de B_3 $(1;\ a,\ a)$. — Il suffit d'appliquer la détermination précédente de s à l'expression de B_3 $(b;\ a,\ a)$ pour trouver

$$B_3(1;\ a,\ a) = \frac{4}{3}\;\frac{1+3s^2a^2}{(1+sa)^2} = 4\,\frac{5+3a-2\sqrt{1+3a}}{5+3a+4\sqrt{1+3a}}.$$

Nous tenons à faire remarquer que ce terme est différent de l'unité.

Calculs de B_3 $(1;\ 1,\ b)$ *et* B_3 $(b;\ 1,\ 1)$. — Il suffit de supposer que les énergies W_{ij} et W_{ik} sont nulles pour obtenir à partir des résultats généraux (12) et par la méthode que nous venons d'appliquer aux calculs de B_3 $(a;\ a,\ 1)$ et B_3 $(1;\ a,\ a)$,

$$B_3(1;\ 1,\ b)=1$$
$$B_3(b;\ 1,\ 1)=1.$$

Calcul de B_3 $(1;\ a,\ b)$. — Nous donnons le schéma du réseau (*fig.* 7) et le tableau correspondant

TABLEAU IV.

(1).	(2).
o	1
$1i$	r
$1j$	s
$1k$	t
$2ij$	rsa
$2jk$	st
$2ki$	rtb
$3ijk$	$rstab$

Sans donner le détail des calculs disons simplement que les variables r, s et t sont déterminées par les trois équations

$$n_i = n_j = n_k = \frac{1}{4}.$$

Le calcul de n_{jk} combiné avec l'expression

$$n_{jk} = B_2(1)\,B_3(1;\,a,\,b),$$

fournit

$$B_3(1;\,a,\,b) = \frac{4}{3}\,\frac{1+3satb}{(1+sa)(1+tb)},$$

s et t étant déterminés par

$$3sa = -1+\sqrt{1+3a},$$
$$3tb = -1+\sqrt{1+3b}.$$

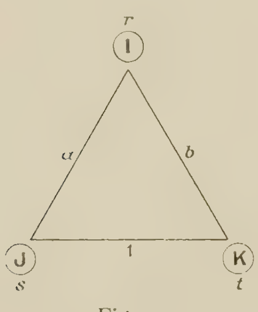


Fig. 7.

Calcul de B_3 (a; 1, b). — La considération du même réseau fournit encore

$$B_3(a;\,1,\,b) = 1.$$

Nous venons ainsi de calculer, à l'exclusion du terme B_3 (a; b, c) les expressions de toutes les formes possibles des B_3. Rappelons encore une fois que ces calculs ne sont valables que pour un alliage du type AB_3 sans ordre à grande distance.

La méthode que nous venons d'indiquer a également été appliquée [6] aux calculs des B_4, B_6 et B_7 relatifs à un alliage du type AB sans ordre à grande distance et a permis de trouver des résultats en parfaite conformité avec ceux d'autres théories qui conduisent à des développements mathématiques complètement différents des nôtres.

Il semble que l'on puisse donner un critère qui permet de préciser si un coefficient $B_{ij,kl}$ apporte une contribution différente ou égale à zéro dans le logarithme de n_{ij}. Pour que le coefficient $B_{ij,kl}$ joue un rôle, c'est-à-dire soit différent de l'unité, il faut et il suffit que la chaîne formée par les différents nœuds *kl*... pour passer du nœud i au nœud j (le trajet direct *i-j* étant exclu) soit telle qu'elle corresponde à une suite *continue* d'énergies non nulle. Par exemple

$$\log B_3(a;\,1,\,b) = 0,$$
$$\log B_3(1;\,a,\,b) \neq 0,$$

Note ajoutée à la correction des épreuves. — Dans des publications récentes : *Busseiron, Kenkyu*, 1952, p. 69 (en japonais), *J. Phys. Soc.*, Japan, 1952, p. 549 et 1953, p. 31 et 36, Terutosi Murakami a cherché à lier la diffusion des rayons X par $AuCu_3$ au-dessus de sa température critique à des données thermodynamiques. Les résultats de Murakami, qui emploie une méthode statistique analogue à celle de Montroll et Mayer, semblent être en moins bon accord avec l'expérience que les nôtres.

Manuscrit reçu le 9 décembre 1952.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] Fournet G. — *Colloque international sur les changements de phases*, p. 199. *J. Chim. Phys.* (sous presse).
[2] Fournet G. — *J. Physique Rad.* (Phys. Appl.), 1952, **13**, 14 A.
[3] Yvon J. — *Cahiers de Physique*, 1945, **28**, 1.
[4] Cowley J. W. — *J. Appl. Phys.*, 1950, **21**, 24.
[5] Fournet G. — *C. Acad. Sc.*, 1952, **234**, 2049.
[6] Fournet G. — *Phys. Rev.*, 1952, **85**, 692.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM. TOME 14, AVRIL 1953, PAGE 235.

ABERRATIONS DES IMAGES ÉLECTRONIQUES DES CATHODES ÉMISSIVES IMPARFAITES

Par F. BERTEIN,

Laboratoire de Radioélectricité de l'École Normale Supérieure.

Sommaire. — Étant donné la cathode d'un microscope électronique à émission thermionique, sa surface S présente de petites irrégularités créant tout au voisinage un champ perturbateur agissant sur le départ des trajectoires et capable, par cela même, de nuire à la qualité des images. On étudie les aberrations optiques ainsi provoquées : astigmatisme, courbure du champ et distorsion; l'astigmatisme risque de réduire notablement la limite de résolution de l'appareil.

Les trois coordonnées rectangulaires seront notées x_1, x_2, x_3 ou z. Le champ électrique au voisinage de S peut être considéré comme formé par la superposition de deux champs partiels :

1° *Un champ uniforme* $-E$, c'est-à-dire de loi de potentiel Ez, à savoir celui qui résulterait d'une cathode « idéale », de face plane (x_1Ox_2). Dans les dispositions usuelles d'électrodes, ce champ se détermine aisément à partir des potentiels appliqués [1], [2].

2° *Un champ perturbateur* de potentiel $\varphi(x_1, x_2, z)$ s'annulant rapidement dès qu'on s'écarte du plan

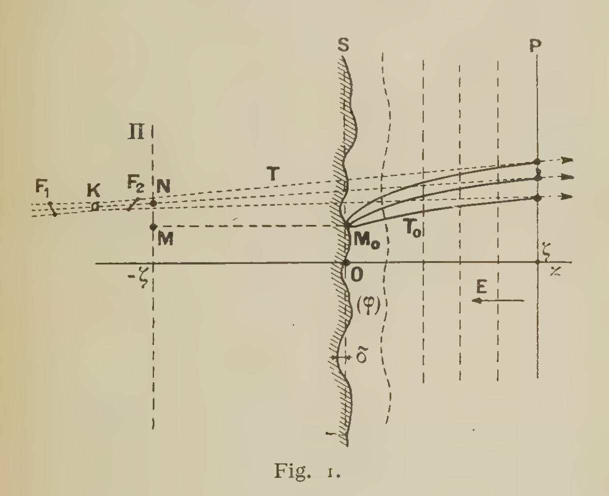


Fig. 1.

(x_1Ox_2) et provoqué par les irrégularités comme nous le préciserons. Si ces dernières sont assez « étroites », φ *reste localisé à l'intérieur du champ uniforme* E, ce que nous supposerons (*fig.* 1).

La fonction φ est *a priori* déterminée par la connaissance de la surface S; rappelons [3] que si $\delta(x_1x_2)$ représente la cote de S par rapport au plan (x_1Ox_2), supposée faible, on a simplement

$$\varphi(x_1, x_2, 0) = E\,\delta(x_1, x_2). \tag{1}$$

Trajectoires issues d'un point objet M. — Nous allons étudier le faisceau des *trajectoires* T_0 *issues du point* M_0 *de* S, *de coordonnées* $x_1^0x_2^0x_3^0$.

Les équations des T_0 seront posées :

$$\left.\begin{aligned} x_1 &= x_1^0 + \xi_1(t),\\ x_2 &= x_2^0 + \xi_2(t),\\ x_3 &= x_3^0 + \frac{E}{2}t^2 + \xi_3(t), \end{aligned}\right\} \tag{2}$$

de sorte qu'en l'absence de champ perturbateur ($\varphi = 0$) et avec une vitesse initiale nulle, on aurait

$$\xi_1 \equiv \xi_2 \equiv \xi_3 \equiv 0.$$

Les ξ_i sont, par suite, les termes dus à φ et à la *vitesse initiale, de composantes* v_1, v_2, v_3 de la trajectoire T_0 considérée.

On pratiquera l'omission classique du signe Σ dans les expressions où il porte sur un indice répété plusieurs fois dans les termes monômes : $a_{ik}x_k$ représente, par exemple, $\sum_k a_{ik}x_k$.

Le rapport $\left(\frac{\text{masse}}{\text{charge}}\right)$ des électrons sera pris égal à 1, ce qui, on le sait, est sans influence sur la forme des T_0. Dans ces conditions, les équations du mouvement sont :

$$\frac{\mathrm{d}^2\xi_i}{\mathrm{d}t^2} = \frac{\partial\varphi}{\partial x_i}\left(x_1^0 + \xi_1,\ x_2^0 + \xi_2,\ \frac{E}{2}t^2 + x_3^0 + \xi_3\right). \tag{3}$$

Leur résolution va faire intervenir les fonctions de t suivantes :

$$\left.\begin{aligned} \Phi &= \varphi\left(x_1^0,\ x_2^0,\ \frac{E}{2}t^2 + x_3^0\right),\\ \Phi_i &= \frac{\partial\varphi}{\partial x_i}\left(x_1^0,\ x_2^0,\ \frac{E}{2}t^2 + x_3^0\right),\\ \Phi_{ik} &= \frac{\partial^2\varphi}{\partial x_i\,\partial x_k}\left(x_1^0,\ x_2^0,\ \frac{E}{2}t^2 + x_3^0\right), \end{aligned}\right\} \tag{4}$$

ainsi que des intégrales doubles par rapport à t

portant sur ces mêmes fonctions, ce que nous noterons simplement à l'aide de l'exposant (—2), soit par exemple

$$\Phi_i^{-2} = \int_0^t \int_0^t \Phi_i \, dt^2, \qquad (t\,\Phi_{ik})^{-2} = \int_0^t \int_0^t t\,\Phi_{ik}\, dt^2.$$

La résolution est possible par le fait que nous pourrons traiter comme *infiniment petits* les grandeurs suivantes :

1° *La cote δ définissant S* et, par suite, le potentiel φ et les fonctions (4), (5) qui en découlent; ces quantités définiront l'infiniment petit du 1[er] *ordre*;

2° La vitesse initiale $\vec{v}$ (v_1, v_2, v_3) des électrons; elle sera considérée comme constituant un infiniment petit du 2[e] *ordre*, ce que justifieront les résultats.

Il sera nécessaire d'effectuer les calculs jusqu'au 3[e] ordre infinitésimal inclusivement, c'est-à-dire faire intervenir les termes tels que les suivants :

1[er] ordre : φ, fonctions associées (4), ...;
2[e] ordre : φ^2, ..., v_1, v_2, v_3;
3[e] ordre : φ^3, ..., φv_1, ...

Les fonctions $\xi_i(t)$ sont alors *a priori* du 1[er] ordre; les équations (3), limitées au 3[e] ordre dans leur développement de Taylor, s'écrivent

$$\frac{d^2\xi_i}{dt^2} = \Phi_i + \Phi_{ij}\xi_j + \frac{1}{2}\Phi_{ijk}\xi_j\xi_k \tag{5}$$

et nous cherchons à les résoudre en écrivant $\xi_i(t)$ sous forme de développement

$$\xi_i(t) = \sum_k \xi_{ik}(t) \qquad (k = 1, 2, 3), \tag{6}$$

$\xi_{ik}(t)$ désignant une fonction d'ordre infinitésimal k.

Il suffit à cet effet de reporter ces expressions dans (5) et d'égaler les contributions des divers ordres, ce qui fournit aisément

$$\left.\begin{aligned} \xi_{i1} &= \Phi_i^{-2}, \\ \xi_{i2} &= v_i t + (\Phi_k^{-2}\Phi_{ik})^{-2}, \\ \xi_{i3} &= v_j (t\Phi_{ij})^{-2} + [(\Phi_k^{-2}\Phi_{jk})^{-2}\Phi_{ij}]^{-2} \\ &\quad + \frac{1}{2}[\Phi_j^{-2}\Phi_k^{-2}\Phi_{ijk}]^{-2}. \end{aligned}\right\} \tag{7}$$

On portera l'attention sur les arcs de trajectoires T_0 situés dans la région du champ uniforme E, c'est-à-dire *après la traversée de la zone perturbée par* φ. Les fonctions précédentes y sont de simples fonctions linéaires de t, de sorte qu'en reportant dans (6), les équations du mouvement s'écrivent (2), avec

$$\xi_i(t) = p_i + q_i t + v_i t + v_j (p'_{ij} + q'_{ij} t), \tag{8}$$

les coefficients p_i, q_i, p'_{ij}, q'_{ij}, étant des constantes définies par

$$\left.\begin{aligned} p_i + q_i t &= \Big[\Phi_i + \Phi_k^{-2}\Phi_{ik} + (\Phi_k^{-2}\Phi_{jk})^{-2}\Phi_{ij} \\ &\qquad + \frac{1}{2}\,\Phi_j^{-2}\Phi_k^{-2}\Phi_{ijk}\Big]^{-2}, \\ p'_{ij} + q'_{ij} t &= (t\,\Phi_{ij})^{-2}. \end{aligned}\right\} \tag{9}$$

Telles sont, en définitive, les équations du faisceau T_0 issu du point objet $M_0(x_i^0)$, faisceau aux trois paramètres v_i fixant la vitesse initiale.

Le faisceau de rayons virtuels T. — Considérons la section du faisceau par un plan de front P, $z = \zeta$ et les tangentes T aux T_0 à leurs intersections avec P. Pour étudier la focalisation, il est commode de considérer la région à gauche de P comme étant d'indice optique constant et d'y substituer, par suite, *le faisceau virtuel* T au faisceau T_0.

Les T sont définies par les équations

$$\left.\begin{aligned} x_i &= x_i^0 + \xi_i(\tau) + \frac{\xi'_i(\tau)}{E\tau + \xi'_3(\tau)}(x_3 - \zeta), \\ \zeta &= \frac{1}{2}E\tau^2 + x_3^0 + \xi_3(\tau). \end{aligned}\right\} \tag{10}$$

De la deuxième, nous tirons la valeur de τ, instant de passage au plan P; cette valeur doit être obtenue jusqu'au 2[e] ordre pour obtenir x_i au 3[e] ordre. On y parviendra aisément en écrivant τ sous forme de développement $\tau = (\tau_0 + \tau_1 + \tau_2)$ explicitant les ordres et en substituant. Le résultat est le suivant :

$$\tau = \sqrt{\frac{2\zeta}{E}}\left[1 - \frac{p_3 + x_3^0}{2\zeta} - \frac{q_3}{\sqrt{2E\zeta}} - \frac{(p_3 + x_3^0)^2}{8\zeta^2} - \frac{v_3}{\sqrt{2E\zeta}}\right]. \tag{11}$$

Cette valeur, reportée dans les expressions (10) donnant x_i, on obtient ainsi, au 3[e] ordre

$$\begin{aligned} x_i = x_i^0 + p_i + \frac{1}{\sqrt{2E\zeta}}\Big\{ &(z+\zeta)q_i + \left[z + \zeta + \left(\frac{z}{2\zeta} - \frac{3}{2}\right)(p_3 + x_3^0) - \sqrt{\frac{2\zeta}{E}}\,q_3\right] v_i \\ &+ \left[(z+\zeta)q'_{ij} + p'_{ij}\sqrt{2E\zeta}\right] v_j - \sqrt{\frac{2\zeta}{E}}\,q_i v_3 \Big\}. \end{aligned} \tag{12}$$

Les termes indépendants de la vitesse initiale ont été limités au 1[er] ordre, car cela suffit pour la suite; les autres figurent jusqu'au 3[e] ordre. On remarque, d'ailleurs, que les valeurs des coefficients p_i, ... *doivent y être limitées au* 1[er] *ordre*, puisque les v_i sont du 2[e] ordre; rappelons-les en vertu de (9)

et en définissant, en outre, des coefficients p_{ij}, q_{ij} qui interviendront plus loin

$$\left.\begin{aligned} p_i + q_i t &= \Phi_i^{-2}, \\ p_{ij} + q_{ij} t &= \Phi_{ij}^{-2}, \\ p'_{ij} + q'_{ij} t &= (t\Phi_{ij})^{-2}. \end{aligned}\right\} \quad (13)$$

On voit ainsi que *les équations* (12) *sont linéaires* par rapport au champ perturbateur et, par suite, il en est de même des expressions x_i. En d'autres termes, les expressions (12) définissant T pourront s'obtenir par *additivité* si le potentiel φ se présente sous forme de somme de potentiels composants.

La zone d'amincissement du faisceau T. — (12) montre que dans le cas d'une cathode idéale ($\varphi = 0$), on a $x_i = x_i^0$, c'est-à-dire le faisceau T converge dans le plan II défini par $z + \zeta = 0$ (point M), résultat par ailleurs bien connu. En présence de φ, on peut donc s'attendre à ce qu'il présente un *amincissement dans la région définie par* $z + \zeta \neq 0$. C'est la structure dans cette région $z + \zeta \neq 0$ que nous allons établir, car de là vont découler les propriétés optiques cherchées.

Dans ces conditions, les équations (12) se simplifient. D'une part, nous pouvons y négliger $(z+\zeta)q_i$, $(z+\zeta)q'_{ij}v_j$ qui apparaissent comme étant alors d'ordre supérieur. Considérons, par ailleurs, le coefficient de v_3, il se limite à $\left(p'_{i3}\sqrt{2E\zeta} - q_i\sqrt{\frac{2\zeta}{E}}\right)$ et les relations (9) permettraient de voir qu'il est nul; en vertu de la linéarité, il suffirait d'ailleurs de le vérifier pour les lois de potentiel simples en lesquelles on peut décomposer φ comme la suite le précisera.

Les équations (12) s'écrivent, en conséquence,

$$\left.\begin{aligned} x_i = x_i^0 + p_i + \frac{1}{\sqrt{2E\zeta}}\Big[z + \zeta - 2(p_3 + x_3^0) \\ - \sqrt{\frac{2\zeta}{E}}\, q_3 \Big] v_i + p'_{ij} v_j \\ (i, j = 1, 2). \end{aligned}\right\} \quad (14)$$

Nous allons en déduire la structure du faisceau T. On simplifiera en posant les nouvelles coordonnées

$$\left.\begin{aligned} Z &= \frac{1}{\sqrt{2E\zeta}}\left[z + \zeta - 2(p_3 + x_3^0) - \sqrt{\frac{2\zeta}{E}}\, q_3 \right], \\ X &= x_1 + jx_2, \qquad X^0 = x_1^0 + jx_2^0, \\ V &= v_1 + jv_2, \qquad P = p_1 + jp_2, \end{aligned}\right\} \quad (15)$$

c'est-à-dire :

a. en ce qui concerne la coordonnée axiale z : changement d'origine et d'échelle (nouvelle origine : plan II);

b. en ce qui concerne les coordonnées transversales x_1, x_2, ... : représentation par des affixes complexes dans les plans transversaux.

On posera, en outre,

$$\left.\begin{aligned} C &= -\frac{p'_{11} + p'_{22}}{2} \text{ (réel)}, \qquad A = \frac{p'_{11} - p'_{22}}{2} + jp'_{12}, \\ D &= \frac{p_{11} + p_{22}}{2} \text{ (réel)}, \qquad D' = \frac{p_{11} - p_{22}}{2} + jp_{12}, \end{aligned}\right\} \quad (16)$$

Les équations (14) sont alors :

$$x_1 = x_1^0 + p_1 + (Z + p'_{11})v_1 + p'_{12}v_2,$$
$$x_2 = x_2^0 + p_2 + p'_{12}v_1 + (Z + p'_{22})v_2,$$

ce que l'on peut exprimer par la relation complexe unique :

$$X = X^0 + P + (Z - C)V + AV^* \quad (17)$$

(* indiquant la conjugaison).

Les aberrations : expressions générales en fonction du champ φ. — *Déplacement, dilatation, distorsion.* — Soit d'abord le rayon moyen du faisceau T, c'est-à-dire dont le départ est perpendiculaire ($V = 0$). (16) montre qu'il vient du point N

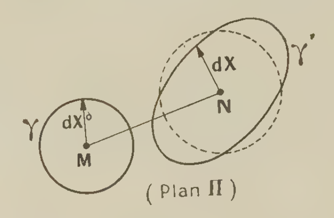


Fig. 2.

défini par $X = X^0 + P$, au lieu du point $M(X^0)$ obtenu en l'absence de φ (*fig.* 1). En d'autres termes, φ déplace le point virtuel de la quantité $P(p_1, p_2)$. On peut en tirer des données plus caractéristiques si l'on considère les accroissements (*fig.* 2). A un déplacement dX^0 du point objet M_0, donc de M, correspond dX de N, donné par

$$dx_i = dx_i^0 + p_{ij}\, dx_j^0$$

qui prend la forme

$$dX = (1 + D)\, dX^0 + D'(dX^0)^*. \quad (18)$$

Étant donné un petit objet au voisinage de M_0, φ lui fait subir, d'après (18),

1° *une dilatation* (*algébrique*) D;
2° *une déformation* (*distorsion*) *caractérisée par* D'.

Pour préciser ce dernier point, prenons comme objet un petit cercle γ; il donne une ellipse γ' dont l'*ellipticité* $\frac{\text{différence des axes}}{\text{somme des axes}}$ est $|D'|$.

Astigmatisme. — Reprenons le faisceau T du point M_0 : V prend toutes les valeurs complexes

de module compris entre zéro et v vitesse *maximum d'émission.*

La relation (17) montre que la section du faisceau, généralement à deux dimensions, se réduit à un segment de droite pour les valeurs de Z définies par

$$Z - C = \pm |A|,$$

ce qui exprime l'existence de *deux focales*, F_1, F_2, dont on a ainsi les abscisses respectives. La section au milieu de leur intervalle :

$$Z = C \qquad (19)$$

fournit le *cercle de moindre diffusion* K qui constituera, ainsi qu'on sait, le pseudo-objet se substituant au point virtuel M (*fig.* 1).

On voit que le rayon du cercle K est :

$$\boxed{\rho = |A| v = \sqrt{2}\,|A|\sqrt{w}.} \qquad (20)$$

(w, énergie en volts correspondant à v).

C'est là *le pouvoir de résolution imposé par l'astigmatisme dû à la perturbation* φ.

Courbure du champ. — Il y a, d'autre part, déplacement (19) du plan de mise au point $\overrightarrow{NK}$: *C exprime la courbure du champ*, sans toutefois

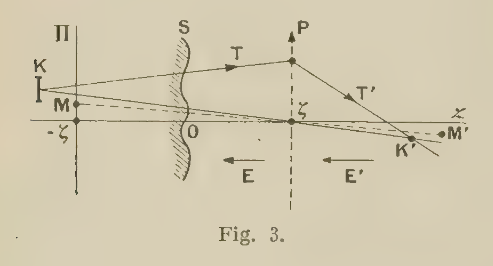


Fig. 3.

constituer une donnée expérimentale immédiate. Précisons cette dernière dans le cas d'un objectif à immersion faisant passer du champ E au champ E' et que nous assimilerons à une lentille mince située dans le plan d'une électrode Σ (*fig.* 3), ce qui est admissible si l'ouverture de Σ est petite; sa position définira l'abscisse ζ elle-même. Au rayon incident de support T correspond l'émergent de support T'. La formule des lentilles donne entre des points conjugués M(z), M'(z')

$$\frac{1}{z' - \zeta} - \frac{1}{z - \zeta} = - \frac{E - E'}{4E\zeta} \qquad (21)$$

$\left(\text{distance focale} = - \frac{4E\zeta}{E - E'} E' \text{ [4]}\right)$.

Le point M est en $z = -\zeta$ pour une cathode idéale. La perturbation φ lui substitue le cercle K dont l'abscisse est, d'après (19) et (15), $z = -\zeta + \Delta z$, où le terme en $(p_3 + x_3^0)$ est maintenant négligeable en raison de l'ordre de grandeur de ζ

$$\Delta z = \sqrt{2E\zeta}\left(C + \frac{q_3}{E}\right) \qquad (22)$$

et, par suite, un déplacement $\Delta z'$ de l'image M' en K', donné par

$$\Delta\left(\frac{1}{z' - \zeta}\right) = \Delta\left(\frac{1}{z - \zeta}\right) = \frac{\sqrt{2E\zeta}\left(C + \frac{q_3}{E}\right)}{4\zeta^2}. \qquad (23)$$

La mise au point de l'objectif s'effectuant par déplacement de S par rapport à Σ, il y a intérêt à déterminer le changement de mise au point, c'est-à-dire *le déplacement* η *de* S *qui équivaudrait à la perturbation* φ.

Ce déplacement η déplace l'objet virtuel de $dz = 2\eta$; de plus, il accroît le champ E de la quantité $dE = E\frac{\eta}{\zeta}$. Il en résulte la variation dz' définie par

$$d\left(\frac{1}{z' - \zeta}\right) = d\left(\frac{1}{z - \zeta}\right) - \frac{dE}{4E\zeta} = - \frac{3\eta}{4\zeta^2}. \qquad (24)$$

L'égalité avec (23) donne le déplacement η (changement de mise au point) équivalent

$$\eta = - \frac{\sqrt{2E\zeta}}{3}\left(C + \frac{q_3}{E}\right). \qquad (25)$$

En des termes un peu différents : lorsqu'on explore la cathode S point par point, il est nécessaire de maintenir la mise au point par un déplacement longitudinal de valeur $-\eta$; on peut dire que *S présente une profondeur apparente* η sensiblement supérieure à sa profondeur réelle δ, comme le montrera la suite qui précisera, en effet, les expressions rencontrées.

Les aberrations en fonction de la structure de la cathode S. — *Cas de certaines structures particulières.* — Soit une cathode S dont l'équation $z = \delta(x_1, x_2)$ satisfait à l'équation aux dérivées partielles

$$\boxed{\delta_{11} + \delta_{22} = - \frac{\delta}{s^2},} \qquad (26)$$

où l'on pose

$$\delta_i = \frac{\partial\delta}{\partial x_i}, \qquad \delta_{ij} = \frac{\partial^2\delta}{\partial x_i\,\partial x_j}.$$

Exemples : δ = fonctions trigonométriques $\cos\frac{x_1}{s}, \ldots$ $\left(\text{longueur d'onde } \frac{s}{2\pi}\right)$ et combinaisons linéaires.

Nous verrons intervenir les caractéristiques de S

au voisinage du *point objet* M_0 envisagé, *dont* (x_1, x_2) *désigneront désormais les coordonnées* :

$$\left.\begin{array}{ll} \textit{pente} & \varpi = \sqrt{\delta_1^2+\delta_2^2}, \\ \textit{courbure moyenne} & \varkappa_m = \frac{1}{2}(\delta_{11}+\delta_{22}), \\ \textit{courbure totale} & \varkappa_t^2 = \delta_{11}\delta_{22}-\delta_{12}^2. \end{array}\right\} \quad (27)$$

La loi de potentiel φ créée par δ doit satisfaire (1), c'est

$$\varphi = E\,\delta\,e^{-\frac{\zeta}{s}}. \quad (28)$$

Le calcul des coefficients (9) n'offre pas de difficultés; il fait intervenir, en particulier, la valeur de l'intégrale définie

$$\int_0^{+\infty} e^{-\lambda^2}\,d\lambda = \frac{\sqrt{\pi}}{2}.$$

Les valeurs obtenues sont les suivantes :

$$\left.\begin{array}{ll} p_3 = \delta, & q_3 = -\delta\sqrt{\dfrac{\pi E}{2s}}, \\ p_{ij} = -s\,\delta_{ij}, & q_{ij} = \delta_{ij}\sqrt{\dfrac{\pi E s}{2}}, \\ p'_{ij} = -s^{\frac{3}{2}}\,\delta_{ij}\sqrt{\dfrac{\pi}{2E}}, & q'_{ij} = s\,\delta_{ij} \\ (i, j = 1, 2), & \end{array}\right\} \quad (29)$$

d'où se déduisent immédiatement (16) les quatre aberrations C, A, D, D'; ce sont des fonctions du point M_0 (x_1, x_2).

La relation géométrique entre S et son effet optique apparaît clairement si l'on prend *les axes de coordonnées transversales* Ox_1, Ox_2 *parallèles aux deux sections principales* de S au point M_0 considéré, sections définies comme on sait par les deux plans de symétrie de la portion de S entourant M_0, Ce sytème de référence donne

$$\delta_{12} = 0, \quad \text{d'où} \quad p_{12} = q_{12} = p'_{12} = q'_{12} = 0;$$

dans ces conditions, δ_{11} et δ_{22} sont les courbures principales de S en M_0 et l'on a

$$\left.\begin{array}{ll} C = \sqrt{\dfrac{\pi}{2E}}\,s^{\frac{3}{2}}\varkappa_m = -\sqrt{\dfrac{\pi}{2E}}\,\dfrac{\delta}{2\sqrt{s}}, & \\ A = -\sqrt{\dfrac{\pi}{2E}}\,s^{\frac{3}{2}}\,\dfrac{\delta_{11}-\delta_{22}}{2}, & |A| = \sqrt{\dfrac{\pi}{2E}}\,s^{\frac{3}{2}}\sqrt{\varkappa_m^2-\varkappa_t^2}, \\ D = -s\varkappa_m = \dfrac{\delta}{2s}, & \\ D' = -s\,\dfrac{\delta_{11}-\delta_{22}}{2}, & |D'| = s\sqrt{\varkappa_m^2-\varkappa_t^2}, \end{array}\right\} \quad (30)$$

$$\eta = -\sqrt{\pi\zeta}\,s^{\frac{3}{2}}\varkappa_m = \sqrt{\pi\zeta}\,\frac{\delta}{2\sqrt{s}}. \quad (30')$$

On voit que *les aberrations se déduisent de la structure de S au point objet* M_0 : *la courbure du champ et la dilatation sont proportionnelles à la courbure moyenne, l'astigmatisme et la distorsion le sont à l'ellipticité de S.*

On retrouve là des propriétés analogues à celles rencontrées chez les autres lentilles [5] : en particulier, *la limite de résolution* (20) *est sous la dépendance de l'ellipticité de la surface*, c'est-à-dire de son manque de symétrie de révolution, *au voisinage.*

En ce qui concerne la *profondeur apparente* η, on voit qu'elle est proportionnelle à la profondeur réelle δ tout en pouvant lui être sensiblement supérieure $\left(\text{cas où } \frac{\zeta}{s} \gg 1\right)$.

Exemple. — Soit la surface S

$$\delta(x_1, x_2) = \delta^0 \cos\frac{2\pi x_1}{l},$$

surface à ondulations de largeur l suivant Ox_1

$$s = \frac{l}{2\pi}.$$

La limite de résolution correspondante est, d'après (20), (30),

$$\rho = \frac{\pi}{\sqrt{2}}\sqrt{\frac{w}{E}}\,\frac{\delta}{\sqrt{l}}, \quad (31)$$

soit, pour les valeurs suivantes :

$$E = 20\,000\ \text{V/cm}, \quad w = 10^{-1}\ \text{V},$$
$$l = 100\,\mu \quad \delta_0 = 3\,\mu,$$
$$\rho_{max} \# 0,15\,\mu,$$

valeur déjà notable, bien que les ondulations soient relativement peu marquées $\left(\frac{d}{l} = \frac{1}{30}\right)$.

On obtient des expressions plus simples si l'on se borne à calculer les *carrés moyens des coefficients d'aberrations sur la surface S*

$$\frac{1}{S}\iint_S C^2\,dx_1\,dx_2, \ldots.$$

On désignera ce genre d'expressions par des notations surlignées $\overline{C^2}$, ... Il suffit d'observer que la courbure totale $\varkappa_t^2$ peut être aussi bien positive que négative pour en conclure que l'on a vraisemblablement $\overline{\varkappa_t^2} = 0$. On le démontrerait en décomposant $\delta(x_1, x_2)$ en fonctions trigonométriques orthogonales et qui satisfont bien cette relation; on verrait, de même, que

$$\overline{\varpi^2} = \frac{\overline{\delta^2}}{s^2}.$$

On a, par suite, d'après (30), les diverses expressions équivalentes suivantes :

$$\left.\begin{array}{l} \overline{C^2} = \overline{|A|^2} = \dfrac{\pi}{2E}\,s^3\overline{\varkappa_m^2} = \dfrac{\pi}{8E}\,\dfrac{\overline{\delta^2}}{s} = \dfrac{\pi}{8E}\,s\,\overline{\varpi^2}, \\ \overline{D^2} = \overline{|D'|^2} = s^2\overline{\varkappa_m^2} = \dfrac{\overline{\delta^2}}{4s^2} = \dfrac{\overline{\varpi^2}}{4}. \end{array}\right\} \quad (32)$$

Surface S de structure quelconque. — Nous pouvons alors nous ramener au cas précédent par superposition. $\delta(x_1, x_2)$ s'exprime par un développement trigonométrique en (x_1, x_2) et, par suite, peut s'écrire :

$$\delta(x_1, x_2) = \sum_n \delta_n(x_1, x_2), \tag{33}$$

où chaque composante δ_n vérifie l'équation (27) pour une valeur déterminée s_n de s. En vertu de la linéarité des relations (1) ... (16), *les aberrations seront obtenues par superposition*

$$\left.\begin{aligned} C &= \sum_n C_n, \qquad A = \sum_n A_n \quad \text{(complexes)}, \\ D &= \sum_n D_n, \qquad D' = \sum_n D'_n \quad \text{(complexes)}, \end{aligned}\right\} \tag{34}$$

C_n, A_n, ... étant les aberrations relatives à la composante δ_n, telles qu'on vient de les déterminer. De telles formules sont évidemment inapplicables en pratique; on devra se contenter de *ramener approximativement S à une seule composante δ_n prépondérante.*

Les carrés moyens s'expriment plus simplement : ils s'obtiennent, eux aussi, par superposition en vertu de l'orthogonalité entre fonctions δ_n, δ_m, d'indices différents :

$$\iint_S \delta_n \, \delta_m \, dx_1 \, dx_2 = 0,$$

soit, en vertu de (30),

$$\boxed{\begin{aligned} \overline{C^2} &= \overline{|A|^2} = \frac{\pi}{8E} \sum_n \frac{\overline{\delta_n^2}}{s_n}, \\ \overline{D^2} &= \overline{|D'|^2} = \frac{1}{4} \sum_n \frac{\overline{\delta_n^2}}{s_n^2} = \frac{\overline{\varpi^2}}{4}. \end{aligned}} \tag{35}$$

On peut dire que *les importances relatives des ondulations δ_n des divers ordres* sont données par

$$\frac{(\text{profondeur})^2}{\text{largeur}} \quad \text{dans} \quad \overline{C^2}, \quad \overline{|A|^2},$$

$$\left(\frac{\text{profondeur}}{\text{largeur}}\right)^2 \quad \text{dans} \quad \overline{D^2}, \quad \overline{|D'|^2},$$

indépendamment de leurs formes particulières.

On voit encore que si l'on prend deux ondulations δ_n homothétiques, elles présentent mêmes $\overline{D^2}$, $\overline{|D'|^2}$; quant aux termes $\overline{C^2}$, $\overline{|A|^2}$, ils sont dans le rapport d'homothétie.

L'aberration de révolution. — Effectuons jusqu'au 4e ordre les calculs des trajectoires à partir de l'équation de base (5) pourvue du terme suivant de son développement : on verra apparaître *a priori une aberration en v^2, c'est-à-dire en w,* à coefficients non infiniment petits et, par suite, *indépendants de la perturbation φ.* On la calculerait donc directement bien plus rapidement à partir de la cathode idéale : c'est l'aberration de révolution bien connue des cathodes émissives dont la limite de résolution est [6]

$$\rho' = \frac{w}{E}.$$

Dans l'application numérique ci-dessus :

$$\rho' = 50 \text{ m}\mu$$

on avait alors

$$\rho = 150 \text{ m}\mu.$$

Ces chiffres soulignent *l'importance des défauts optiques* examinés dans cette étude : *l'astigmatisme dû aux irrégularités est sensiblement supérieur à l'aberration de révolution,* même chez une cathode « assez plane ». C'est lui qui limitera, en général, le pouvoir séparateur, ainsi qu'on peut en juger, par exemple sur un cliché de A. Septier, cliché présentant, par ailleurs, une bonne netteté [7]. L'emploi des *systèmes correcteurs décrits en particulier pour le microscope* [5] *permettrait la suppression de cet astigmatisme* et ne laisserait que l'aberration de révolution. Il ne peut toutefois s'agir que d'une suppression assez locale, la zone corrigée dépendant du réglage du correcteur.

Manuscrit reçu le 15 décembre 1952.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] Bertein F. — *C. R. Acad. Sc.*, 1952, **234**, 417.
[2] Septier A. — *C. R. Acad. Sc.*, 1952, **235**, 1203.
[3] Bertein F. — *C. R. Acad. Sc.*, 1947, **224**, 106.
[4] Davisson C. et Calbicks C. — *Phys. Rev.*, 1931, **38**, 585; 1932, **42**, 580.
[5] Bertein F. — *Annales Radioélectr.*, 1947, **2**.
[6] Recknagel A. — *Z. Physik*, 1940, **117**, 67.
[7] Septier A. — *C. R. Acad. Sc.*, 1952, **235**, 652.

QUELQUES ESSAIS D'INTERPRÉTATION DES LOIS RÉGISSANT LE COMPORTEMENT DES PHOTOPILES

Par G. BLET,
Docteur ès Sciences,
Chef du laboratoire de Photométrie du C. R. S. I. M. Marseille.

SOMMAIRE. — De nombreuses hypothèses ont été émises pour tenter d'expliquer théoriquement les lois expérimentales qui relient les grandeurs éclairement, tension et courant pour une photopile.
Nous avons cherché une explication du fonctionnement de la « couche d'arrêt » qui permette une vérification qualitative et quantitative des phénomènes observés.
Les résultats obtenus sont en bon accord avec l'expérience et permettent de calculer le rendement quantique de la photopile.

1. Généralités. — Une photopile (au sélénium, par exemple) est constituée par une plaque métallique support, en fer en général, sur laquelle est déposée une couche mince (quelques microns) de sélénium qu'un traitement thermique convenable amène à la forme cristalline. Une couche métallique transparente recouvre le sélénium.

La région photosensible est limitée à la surface antérieure du sélénium : celui-ci est, en effet, opaque pour les épaisseurs utilisées. Il est, aujourd'hui, admis qu'une couche de passage existe entre la surface antérieure de la couche de sélénium et la surface métallique transparente. Cette couche est caractérisée essentiellement par le fait que ses propriétés dépendent des paramètres éclairement, courant et tension, fait que l'on exprime succinctement en disant que « sa résistance varie avec l'éclairement ».

Nous avons cherché à schématiser le mécanisme interne de cette couche d'arrêt pour expliquer ces variations apparentes de résistance interne.

2. Photopile en circuit ouvert. — Considérons le schéma de la figure 1.

Les photoélectrons arrachés à la surface supérieure de la couche de sélénium ont le choix entre deux types de déplacement :

a. Se diriger vers la lame transparente qui se charge donc négativement et devient cathode;
b. Se diriger dans le sélénium pour s'y recombiner avec les ions libérés précédemment.

Nous sommes obligés maintenant de faire quelques hypothèses classiques :

1° Les photoélectrons sont arrachés à la couche photosensible en nombre proportionnel au flux lumineux incident. Leur émission vérifie la loi d'Einstein relative au seuil photoélectrique.

2° La répartition spatiale des électrons émis vérifie la loi de Lambert si le faisceau de lumière incidente n'est pas polarisée.

Soit E l'éclairement de la cellule de surface constante S, le nombre total d'électrons émis est proportionnel à ES, donc à E

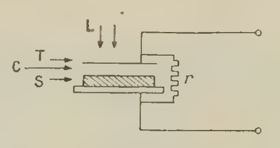


Fig. 1.

S, couche de sélénium; C, couche d'arrêt; T, couche métallique transparente; L, lumière incidente; *r*, résistance de fuite de la couche d'arrêt.

$$N = KE.$$

Leur répartition spatiale vérifie la loi de Lambert, soit

$$\frac{dN}{d\omega} = \frac{N}{\omega} \cos\varphi. \qquad (1)$$

Notre idée est la suivante : Une certaine fraction $\frac{n}{N}$ des électrons émis atteint l'électrode antérieure qui se charge. Mais son potentiel se trouve limité du fait du courant de conductibilité qui s'établit à travers la résistance très élevée r de la couche d'arrêt. Il y aura donc équilibre. Soit v la différence de potentiel entre les deux électrodes

$$v = ner. \qquad (2)$$

Or, du fait de cette charge portée par les électrodes, créant un champ retardateur pour la sortie des électrons, le nombre n de ceux qui pourront

atteindre l'électrode supérieure sera une fonction décroissante de v

$$n = g(v)N. \qquad (3)$$

Cette fonction dépend, entre autres, de la répartition spatiale des photoélectrons et également de leur distribution de vitesse sur laquelle nous n'avons fait encore aucune hypothèse.

Des relations (2) et (3), nous déduisons

$$v = N g(v) er,,$$

soit

$$v = KE\, g(v)\, er$$

que nous pouvons mettre sous la forme

$$E = A \frac{v}{g(v)}, \qquad (4)$$

A étant une constante caractéristique de la cellule.

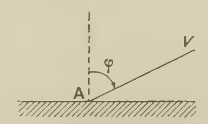


Fig. 2.

Voyons de quelle manière va agir le potentiel retardateur. Supposons (*voir fig.* 2) un photoélectron émis au point A dans une direction faisant l'angle φ avec la normale et animé d'une vitesse V. Soit v' le potentiel correspondant tel que

$$\frac{1}{2} m V^2 = ev'.$$

A la composante normale de la vitesse $V \cos\varphi$ correspondra un potentiel v tel que

$$\frac{1}{2} m V^2 \cos^2\varphi = ev = ev' \cos^2\varphi,$$

d'où

$$v = v' \cos^2\varphi.$$

Soit précisément v' le potentiel retardateur appliqué à l'électrode supérieure, seuls les électrons pour lesquels

$$v' \cos^2\varphi > v, \qquad \text{soit} \quad v' > \frac{v}{\cos^2\varphi}$$

pourront atteindre cette électrode.

Nous devons maintenant faire une hypothèse sur la loi de distribution des vitesses ou des potentiels équivalents des photoélectrons.

Soit $y = f(x)$ la fonction représentant cette distribution telle que x représente le potentiel et y le nombre d'électrons qui ont le potentiel x. Le nombre total d'électrons sera

$$N = \int_0^\infty f(x)\,dx$$

et la fraction ayant un potentiel supérieur à une limite x_0 sera

$$\rho = \frac{\int_{x_0}^\infty f(x)\,dx}{\int_0^\infty f(x)\,dx}.$$

Nota. — On peut toujours choisir la fraction $f(x)$ de telle sorte que

$$\int_0^\infty f(x)\,dx = 1.$$

Cette fraction est une fonction de x_0, donc de φ puisque

$$x_0 = \frac{v}{\cos^2\varphi}.$$

Cherchons donc quelle est la fraction d'électrons émis avec une vitesse initiale faisant l'angle φ avec la normale.

Considérons sur la figure 3 l'anneau sphérique de hauteur dh, de rayon unité et défini par l'angle φ, l'angle solide correspond, pour le point A,

$$d\omega = 2\pi\, dh = 2\pi\, d(\cos\varphi),$$
$$= -2\pi \sin\varphi\, d\varphi.$$

La fraction d'électrons qui traverse cet anneau est donc égale à

$$dN = \frac{N}{\pi} \cos\varphi\, d\omega = -2N \sin\varphi \cos\varphi\, d\varphi,$$
$$= N\, d(\cos^2\varphi).$$

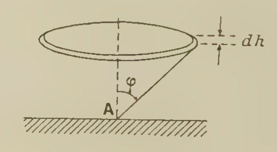


Fig. 3.

(L'intégration de $\varphi = \frac{\pi}{2}$ à $\varphi = 0$ donne bien N pour le nombre total d'électrons.)

En résumé, dans l'anneau envisagé, seule passe une fraction d'électrons

$$\frac{dN}{N} = d(\cos^2\varphi)$$

et seule une fraction

$$\rho = \int_{x_0}^\infty f(x)\,dx$$

a une énergie suffisante pour atteindre l'électrode supérieure.

Donc, pour cet anneau, la fraction utile d'électrons est

$$\left[\int_{x_0}^\infty f(x)\,dx\right] d(\cos^2\varphi).$$

L'intégration de $\varphi = \frac{\pi}{2}$ à $\varphi = 0$ donnera la fraction des photoélectrons qui atteindront l'électrode transparente pour se recombiner par conduction dans la résistance de fuite r. Soit ε cette fraction

$$\varepsilon = \int_{\varphi=\frac{\pi}{2}}^{\varphi=0} \mathrm{d}(\cos^2\varphi) \int_{\frac{v}{\cos^2\varphi}}^{\infty} f(x)\,\mathrm{d}x$$

ou, en posant $\cos^2\varphi = t$,

$$\varepsilon = \int_0^1 \mathrm{d}t \int_{\frac{v}{t}}^{\infty} f(x)\,\mathrm{d}x. \qquad (5)$$

Voyons maintenant quelles hypothèses nous pouvons faire sur la distribution de potentiels $f(x)$.

A. Supposons d'abord, à titre de simplification extrême, que tous les électrons correspondent au même potentiel V_m (valeur moyenne).

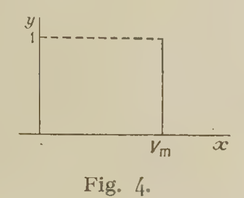


Fig. 4.

La fonction $f(x)$ est alors représentée par le graphique de la figure 4.

1° Si $v > V_m$,

$$\int_{\frac{v}{t}}^{\infty} f(x)\,\mathrm{d}x = 0 \qquad \text{et} \qquad \varepsilon = 0.$$

2° Si $v < V_m$, deux cas sont en présence :

a. $\frac{v}{t} > V_m$, soit

$$t < \frac{v}{V_m} \qquad \text{et} \qquad \int_{\frac{v}{t}}^{\infty} f(x)\,\mathrm{d}x = 0 \qquad (\varepsilon = 0);$$

b. $\frac{v}{t} < V_m$ ou

$$t > \frac{v}{V_m} \qquad \text{et} \qquad \int_{\frac{v}{t}}^{\infty} f(x)\,\mathrm{d}x = 1.$$

L'intégration de ε se décompose en deux temps

$$\varepsilon = \int_0^1 \mathrm{d}t = \int_0^{\frac{v}{V_m}} \mathrm{d}t + \int_{\frac{v}{V_m}}^1 \mathrm{d}t.$$

Or

$$\int_0^{\frac{v}{V_m}} = 0 \qquad \text{et} \qquad \int_{\frac{v}{V_m}}^1 (1)\,\mathrm{d}t = 1 - \frac{v}{V_m}. \qquad (6)$$

En transportant cette valeur

$$g(v) = 1 - \frac{v}{V_m}$$

Fig. 5.

dans l'expression (4), nous trouvons :

$$E = A\,\frac{v}{1 - \frac{v}{V_m}},$$

soit

$$E = A V_m \frac{v}{V_m - v},$$

Cette relation très simple peut se mettre sous la forme

$$\frac{A}{E} = \frac{1}{v} - \frac{1}{V_m}. \qquad (7)$$

Du point de vue qualitatif, que signifie-t-elle ? Pour les très faibles éclairements :

$$E \sim A v,$$

la tension de sortie à vide est proportionnelle à l'éclairement.

Cette tension croît ensuite moins vite et tend vers une limite V_m lorsque l'éclairement augmente indéfiniment.

Le graphique de la figure 5 montre que du point de vue quantitatif l'accord est très satisfaisant pour les éclairements faibles (en fait inférieurs à 8 lx). Par contre, pour les éclairements plus élevés, la tension aux bornes est plus élevée que la limite V_m déduite des mesures faites aux faibles éclairements.

Notre hypothèse concernant la loi de distribution des potentiels est par trop élémentaire.

B. Prenons maintenant une hypothèse plus élaborée et plus conforme à la réalité en envisageant la loi de distribution de potentiels, telle que l'on peut la déterminer expérimentalement.

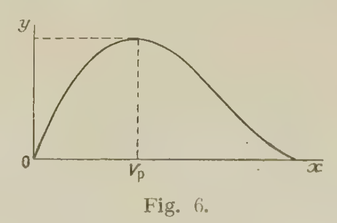


Fig. 6.

Le graphique de la figure 6 montre l'aspect général obtenu.

L'expérience (*voir* notes bibliographiques) donne des résultats très incertains quant à l'allure de la courbe au voisinage du point B. Elle peut y arriver avec une pente finie, tangentiellement ou même se prolonger asymptotiquement le long de l'axe des x.

Dans ce cas, le point V_m est rejeté à l'infini et la tension de sortie ne tend pas vers une limite finie, mais croît très lentement lorsque l'éclairement prend des valeurs très élevées. Toutefois, il faudrait alors faire intervenir d'autres hypothèses, car il est certain que la tension ne peut croître indéfiniment, ne serait-ce que pour des raisons d'isolement.

On retomberait, d'ailleurs, dans le cas général en supposant que l'aire de la courbe au delà d'une valeur V_m *finie* est négligeable devant la surface totale.

On admet, en outre, que l'abscisse du maxima de la courbe, qui correspond au potentiel le plus probable, se situe environ aux 4/10e de l'abscisse du potentiel maximum V_m. Ces deux valeurs V_p et V_m dépendent naturellement de la nature chimique de la couche photoémissive; on admet, cependant, que le rapport $\frac{V_p}{V_m}$ est voisin de 0,4 et à peu près indépendant de la couche photoémissive.

La courbe représentative de la distribution des potentiels, donnée sur la figure 6, n'a malheureusement pas une équation connue. Du fait des incertitudes qui pèsent encore sur sa détermination, il nous est difficile d'utiliser des considérations théoriques pour préciser la forme algébrique de la courbe.

Toutefois, nous pouvons estimer quelles seront les répercussions d'une courbe de ce type sur la forme de la relation (5)

$$\varepsilon = \int_0^1 \mathrm{d}t \int_{\frac{v}{t}}^{\infty} f(x)\,\mathrm{d}x.$$

Tout d'abord pour des valeurs de v très faibles, la seconde intégrale est pratiquement égale à l'unité, donc la courbe $E = \varphi(v)$ n'est pas modifiée dans cette région.

D'autre part, la plupart des électrons étant émis avec le potentiel V_p, la courbe $E = \varphi(v)$ sera asymptote à la droite

$$\frac{A}{E} = \frac{1}{v} - \frac{1}{V_p}.$$

Pour les potentiels élevés, par contre, la limite sera V_m.

Ces remarques prouvent que le type de loi adoptée pour la distribution des potentiels correspond bien à l'allure de la relation qui relie E et v.

Essayons maintenant de faire une vérification quantitative en se donnant une expression mathématique pour la courbe des potentiels.

Nous avons pris la relation algébrique très simple suivante :

$$\left.\begin{aligned} y &= 12x(1-x)^2, \\ y &= 12x - 24x^2 + 12x^3, \\ y'_x &= 12 - 48x + 36x^2 \end{aligned}\right\} \tag{8}$$

dérivée s'annulant pour

$$x = \frac{24 \pm \sqrt{\overline{24}^2 - 12 \times 36}}{36} = \begin{cases} \frac{1}{3} \\ 1 \end{cases}$$

d'autre part,

$$\int_0^1 y\,\mathrm{d}x = [6x^2 - 8x^3 + 3x^4]_0^1 = 1.$$

L'abscisse du maximum se trouve à 0,33 au lieu de 0,4 indiqué plus haut. A part cette légère différence, la courbe représentative tracée sur la figure 7 ressemble beaucoup à celle de la figure 6.

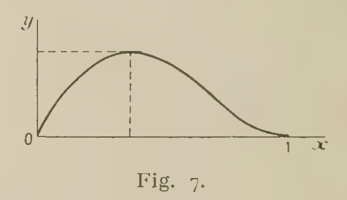


Fig. 7.

En effectuant sur cette fonction la série d'opérations indiquées précédemment, nous arrivons à la relation

$$E = K\frac{v}{(v_0 - v)^4}. \tag{9}$$

Pour les tensions faibles, v beaucoup plus petit que v_0, cette relation est équivalente à

$$E = K\frac{v}{v_0^4 - 4v_0^3 v} = A\frac{v}{1 - \frac{4v}{v_0}},$$

soit

$$\frac{A}{E} = \frac{1}{v} - \frac{4}{v_0}, \tag{10}$$

relation identique à la relation (7), la limite étant $\frac{v_0}{4}$.

Pour les tensions élevées, au contraire, la limite est v_0.

Sur le graphique de la figure 8, nous avons reporté les mêmes points expérimentaux que sur celui de la figure 5, et nous y avons tracé la droite asymptote [éq. (10)] pour les faibles éclairements, ainsi que la courbe complète [éq. (9)].

Il n'y a pas lieu de chercher une coïncidence meilleure que celle observée, sur ce graphique et qui rend parfaitement compte de la loi de variation de v en fonction de E, non plus seulement entre 1 et 8 lx, mais jusqu'à 100 000 lx.

L'intérêt de cette vérification est de montrer

qu'avec la distribution de potentiels envisagés on obtient un accord très satisfaisant.

Nous avons, d'ailleurs, essayé d'autres formules mathématiques qui nous ont d'ailleurs conduit à des intégrations beaucoup plus compliquées, mais sans donner pour autant une meilleure approximation. Nous pouvons donc conclure que la relation

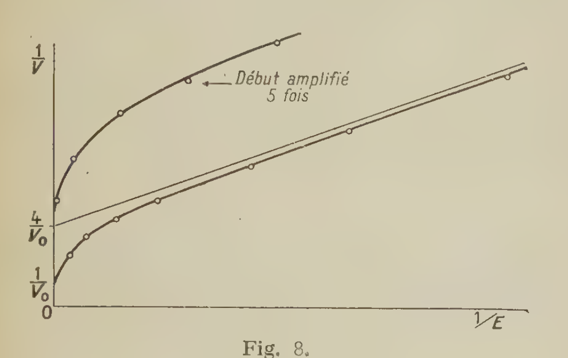


Fig. 8.

entre E et v est bien conditionnée par la loi de distribution des potentiels.

L'expérience a été faite avec une photopile EEL au sélénium de 20 mm de diamètre et nous avons trouvé comme potentiel limite 0,580 V, la valeur 0,575 étant atteinte pour un éclairement de 100 000 lx.

3. **Photopile en circuit fermé.** — Dans le cas où la cellule débite un courant dans une résistance extérieure, nous devons modifier le schéma conformément à la figure 9.

R représente la résistance de charge extérieure et r' la résistance de conduction des couches métalliques.

Avec cette hypothèse, si nous appelons toujours v la différence de potentiel aux bornes de la couche

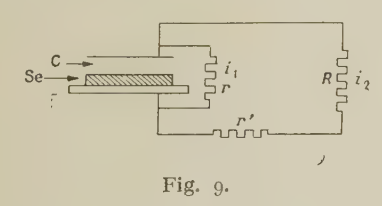


Fig. 9.

d'arrêt et V la différence de potentiel utilisable, nous avons les relations suivantes :

$$v = i_1 r = i_2(R + r') = V + i_2 r',$$

le courant total des photoélectrons ayant pour valeur

$$i = i_1 + i_2.$$

Portons spécialement notre attention sur l'intensité i_2 du courant débité dans le circuit d'utilisation

$$i_2 = i \frac{r}{R + r' + r} = \frac{v}{R + r' + r}.$$

Reprenons la relation initiale (2) :

$$v = ner,$$

où ne représente le courant total de photoélectrons, soit

$$i = i_r \frac{R + r' + r}{r}$$

et où nous devons remplacer r par la résistance équivalente de l'ensemble ρ, tel que

$$\frac{1}{\rho} = \frac{1}{r} + \frac{1}{R + r'} = \frac{R + r' + r}{r(R + r')}. \qquad (11)$$

La fraction de photoélectrons qui atteignent l'électrode supérieure est toujours conditionnée par v, mais le potentiel retardateur qui leur correspond est plus petit : il vaut seulement

$$v = i\rho = i \frac{r(R + r')}{R + r' + r}.$$

Autrement dit, si nous nous imposons la valeur v

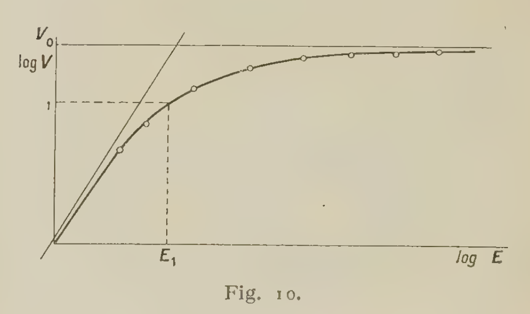


Fig. 10.

du potentiel retardateur, il lui correspond une fraction $\frac{n}{N} = g(v)$ bien définie de photoélectrons pouvant atteindre la couche supérieure.

Si la photopile est en circuit ouvert, cette fraction circulant dans la résistance r' va produire la différence de potentiel v : l'éclairement correspondant est E conformément à l'équation (4) :

$$E = A \frac{v}{g(v)},$$

où le coefficient A est de la forme $\frac{B}{r}$.

Si maintenant nous faisons débiter la cellule sur une résistance extérieure R, la charge totale pour les photoélectrons devient ρ défini plus haut.

Le courant de photoélectrons prendra la nouvelle valeur

$$i_R = i_\infty \frac{r}{\rho},$$

i_∞ représentant le courant pour une charge infinie. Or le courant i_∞ représente toujours la même fraction du nombre total d'électrons arrachés au semi-con-

ducteur donc ce nombre est également multiplié par $\frac{r}{\rho}$, ce qui correspond à un éclairement

$$E_R = E_\infty \frac{r}{\rho}.$$

Ceci nous montre que la caractéristique tracée précédemment (*fig.* 8) suffit pour représenter les caractéristiques de la cellule dans des conditions de charge quelconques.

Si nous nous intéressons à la valeur du courant dans le circuit extérieur, son expression est

$$i_2 = \frac{v}{R + r'}.$$

Abandonnons maintenant la relation

$$\frac{1}{E} = \varphi\left(\frac{1}{v}\right)$$

qui nous a été utile précédemment et reprenons la forme classique :

$$v = \psi(E).$$

La courbe obtenue a l'aspect bien classique de la figure 10.

Toutefois, nous avons porté E et v en échelles logarithmiques : nous allons en voir la raison.

Soit sur cette courbe (correspondant au circuit ouvert, soit $R\infty$) un point A de coordonnées E_1 pour l'éclairement et V_1 pour la tension. Si nous fermons le circuit sur la résistance R finie, nous avons vu qu'à un même potentiel retardateur correspond un nouvel éclairement

$$E_2 = E_1 \frac{r}{\rho},$$

soit

$$\log E_2 = \log E_1 + \log \frac{r}{\rho}.$$

Le courant dans le circuit extérieur a alors pour valeur

$$i_2 = \frac{v}{R + r'},$$

soit

$$\log i_2 = \log v_1 - \log(R + r').$$

Or nous avons vu [éq. (11)] que

$$\frac{r}{\rho} = \frac{R + r' + r}{R + r'}.$$

Nos deux équations de tranformation deviennent alors :

$$\left.\begin{aligned} \log E_2 &= \log E_1 - \log(R + r') + \log(R + r' + r), \\ \log i_2 &= \log V_1 - \log(R + r'). \end{aligned}\right\} \quad (12)$$

Donc, à condition de tracer la courbe en unités cohérentes, la caractéristique reproduite sur la figure 10 représente aussi la caractéristique sur la résistance de charge R : il suffit d'opérer une translation sur l'axe des abscisses et une translation sur l'axe des ordonnées.

A. Vérification qualitative. — La courbe de la figure 10 a pour équation :

$$E = A \frac{v}{g(v)}.$$

Prenons pour $g(v)$ un développement en série au voisinage de $v = 0$

$$g(v) = 1 - bv, \qquad \ldots,$$

b étant positif.

En effet, du fait de l'arrêt de quelques photoélectrons par le potentiel retardateur, celui-ci augmente moins vite que E.

Lorsque v est très petit, la relation devient

$$E = Av$$

ou, en coordonnées logarithmiques,

$$\log v = \log E + \log \frac{1}{A},$$

équation d'une droite à 45°.

Pour les faibles éclairements, la courbe de la figure 10 est donc asymptote à cette droite et pour les éclairements élevés, asymptote à la droite $v = v_0$.

Dans la région des faibles potentiels retardateurs, la caractéristique est presque linéaire. Donc le fait de faire débiter la cellule revient à déplacer le point représentatif sur la courbe vers la gauche en bas, sur la portion rectiligne. La caractéristique $i = f(E)$ sera d'autant plus linéaire que ce déplacement sera plus important, c'est-à-dire que $\frac{R + r' + r}{R + r'}$ sera plus grand : autrement dit, pour les faibles résistances de charge.

En particulier, en court-circuit, $R = 0$, le rapport $\frac{r' + r}{r'}$ est très grand, d'après les hypothèses que nous avons faites et la courbe de réponse peut être considérée comme linéaire pour un très grand domaine d'éclairements.

Cette courbe explique également que le courant débité i_2 dépende très peu de la résistance de charge lorsque celle-ci est faible.

En effet, le courant photoélectrique total est proportionnel à $E\,g(v)$, nous pouvons écrire

$$CE\,g(v) = \frac{v}{\rho},$$

ρ étant l'impédance équivalente de charge.

En prenant le développement en série de $g(v)$, nous tirons

$$v = \frac{EC\rho}{1 + bEC\rho}.$$

Or

$$i_2 = \frac{v}{R+r'} \qquad \text{et} \qquad \rho = \frac{r(R+r')}{R+r'+r},$$

d'où

$$i_2 = \frac{ECr}{r[bEC(R+r')+1]+R+r'}. \qquad (13)$$

Si les résistances R et r' sont effectivement faibles devant r, l'équation (13) montre bien que la valeur de i_2 différencie très peu (en moins) de la valeur limite $i_2 = EC$ quelle que soit la valeur petite de R, si E est assez petit. Des valeurs de E plus élevées nécessiteront des résistances de charge plus faibles pour que le courant débité n'en dépende pas.

B. Vérification quantitative. — L'étude expérimentale de la caractéristique en circuit ouvert nous a permis de chiffrer la valeur limite du potentiel retardateur. Malheureusement, nous n'avons pu déduire de l'expérience la valeur de la résistance r, car son calcul à partir des données expérimentales ferait intervenir le rendement quantique de la photopile. Or, cette valeur est seulement estimée.

Par contre, à partir des raisonnements précédents et des caractéristiques expérimentales courant-éclairement, en charge, nous pouvons espérer déterminer r et r'.

Prenons, par exemple, deux éclairements E_1 et $E_2 < E_1$ tels que $E_1 = nE_2$, n étant constante. Les abscisses des deux points sur le graphique de la figure 10 sont séparées par une distance égale à log n. La distance entre les ordonnées vaut $\log \frac{v_1}{v_2}$.

Nous pouvons, à partir des données précédentes tracer la courbe donnant $\log \frac{v_1}{v_2}$ en fonction de $\log E_1$. Cette courbe est tracée sur la figure 11 en prenant $n = 100$.

La courbe représentative a deux asymptotes horizontales :

$$\text{Log} \frac{V_1}{V_2} = 0, \qquad \text{soit} \quad V_1 = V_2$$

pour les éclairements élevés, et

$$\log \frac{V_1}{V_2} = 2, \qquad \text{soit} \quad \frac{V_1}{V_2} = 100$$

pour les éclairements très faibles.

Supposons maintenant que notre cellule débite sur une résistance R, et considérons le rapport des courants débités

$$\log \frac{i_1}{i_2} = \log \frac{V_1}{V_2},$$

d'après la seconde des relations (12) de transformation. Mesurons expérimentalement ce rapport pour deux éclairements e_1 et e_2 dans le rapport 100 : nous trouvons une certaine valeur y. Portons cette valeur en ordonnée sur la figure 11, il lui correspond une abscisse x, d'où un éclairement E_1. D'après la première relation (12) de transformation, nous pouvons écrire

$$\frac{E_1}{e_2} = \frac{R+r'}{R+r'+r}.$$

Résultats. — Si nous faisons la mesure en court-circuit extérieur, nous trouvons

$$\frac{E_1}{e_1} < 10^{-4},$$

soit

$$\frac{r+r'}{r} > 10^{-4},$$

d'où

$$r' < \frac{r}{10\,000}.$$

Supposons donc r' négligeable et reprenons la mesure pour $R = 5\,000\ \Omega$ par exemple. Nous trouvons les résultats suivants :

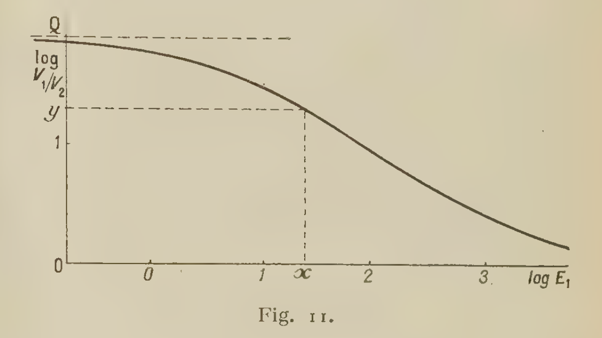


Fig. 11.

Pour $e_1 = 100$ lx, la sensibilité est de 525 μA/lm; le courant débité sur 5 000 Ω vaut donc

$$i_1 = 525 \times 100 \times S \qquad (S \text{ en mètres carrés});$$

Pour $e_2 = 1$ lx, la sensibilité passe à 610 μA/lm donc

$$i_2 = 610 \times 1 \times S,$$

d'où

$$\frac{i_1}{i_2} = \frac{52\,500}{610} = 86 = \frac{V_1}{V_2}.$$

Portant log 86 = 1,935 en ordonnée sur la courbe de la figure 11, nous trouvons pour abscisse sensiblement 0, soit E_1 égale 1 lx.

D'où

$$\frac{E_1}{e_1} = \frac{1}{100},$$

soit avec $R = 5000$

$$r = 500\,000\ \Omega \qquad \text{et} \qquad r' < 50\ \Omega.$$

Ces valeurs sont évidemment très approximatives, car les mesures portent en fait sur des écarts à la loi de linéarité, c'est-à-dire sur des distances entre

la courbe et son asymptote : de légères erreurs de mesure entraînent donc des variations appréciables du résultat.

Le chiffre indiqué de 500 000 Ω est une valeur moyenne de résultats obtenus en prenant plusieurs points différents sur la caractéristique pour $R = 5000\,\Omega$ celle-ci s'écartant assez d'une droite, les erreurs ont relativement peu d'importance. Les nombres trouvés s'échelonnent de 400 000 à 650 000 Ω.

A partir de ces valeurs et à titre de vérification,

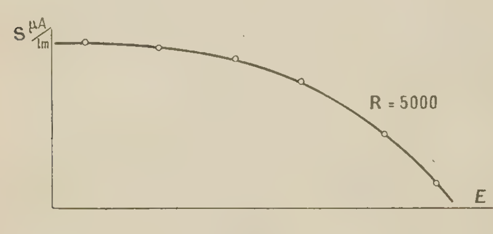


Fig. 12.

nous avons tracé la caractéristique pour $R = 5000\,\Omega$ et reporté le long de cette courbe les points expérimentaux : c'est le graphique de la figure 12.

4. **Résistance interne apparente.** — Si nous considérons un générateur de force électromotrice V, de résistance interne r, débitant sur une résistance extérieure R, le courant fourni a pour valeur

$$I = \frac{V}{R + r}.$$

Si l'on branche le générateur en court-circuit, il est le siège d'un courant I_0, tel que $I_0 = \frac{V}{r}$. On peut donc définir la résistance interne du générateur comme étant le quotient de sa force électromotrice (à vide) par le courant de court-circuit.

On adopte généralement la même définition pour les cellules à couche d'arrêt.

Nous avons vu que, avec nos hypothèses, le courant de court-circuit véritable (peu différent de celui que l'on mesure réellement), comporte la totalité des photoélectrons

$$I_0 = Ne = KEe.$$

La tension à vide est définie, par contre, par la relation (3) :

$$v = KE\,g(v)\,er.$$

Appelons provisoirement r'' la résistance interne apparente, telle que nous l'avons définie ci-dessus :

$$r'' = \frac{V}{I_0} = \frac{KE\,g(v)\,er}{KEe} = r\,g(v) \qquad (14)$$

Sous cette forme, nous voyons que la résistance interne apparente r'' dépend de l'éclairement, puisque la fonction $g(v)$ dépend de l'éclairement.

A l'obscurité (ou pour des éclairements très faibles) $g(v)$ est égal à l'unité et la résistance interne est égale à la résistance de fuite r de la couche d'arrêt.

Pour des éclairements très élevés, par contre, la fonction $g(v)$ tend vers zéro et la résistance interne devient de plus en plus petite.

Pour la cellule étudiée, nous avons représenté sur le graphique de la figure 13 la variation de r'' en fonction de E.

Nous avons utilisé pour tracer cette courbe la relation trouvée par le calcul

$$E(lx) = 17{,}5\,\frac{x}{(1 - x)^4}, \qquad \text{où} \quad x = \frac{v}{v_0},$$

v étant la tension à vide et v_0 la limite égale à 0,578 V.

La résistance interne ainsi définie décroît très vite lorsque l'éclairement augmente.

Elle tombe à la moitié de sa valeur pour 5,7 lx, au 1/10e pour 74 lx et au 1/100e pour 1 200 lx.

Mais cette résistance interne apparente joue-t-elle le même rôle que celle d'un générateur classique ? Pour s'en rendre compte, nous allons étudier pour

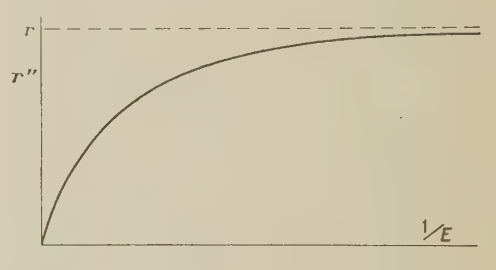


Fig. 13.

un éclairement constant la variation du courant débité en fonction de la résistance de charge.

Pour un générateur classique, cette variation se traduit par la relation :

$$I = \frac{V}{R + r}.$$

Voyons donc si, pour la cellule, le courant débité vérifie la relation :

$$I = \frac{V}{R + r''} \qquad \text{avec} \quad r'' = r\,g(v),$$

où v représente la tension à vide, donc constant, puisque nous supposons E constant; $g(v)$ est donc, de même, une constante. Cette relation est donc de la forme

$$I = \frac{a}{b + R},$$

soit

$$\frac{1}{I} = \frac{b}{a} + \frac{R}{a}, \qquad \text{avec} \quad \frac{b}{a} = \frac{r\,g(v)}{v}.$$

Or l'expérience montre que dans aucun cas, la

relation courant-résistance de charge ne peut se mettre sous la forme précédente. En prenant pour coordonnées $\frac{1}{I}$ et R, nous obtenons des courbes qui ne sont pas des droites et dont la courbure et l'aspect général dépendent de la résistance de charge.

Le phénomène est, en effet, plus complexe que celui qui se passe à l'intérieur d'un générateur classique.

En effet, pour un éclairement donné, la tension à vide est donnée par la relation (4) :

$$\frac{v}{g(v)} = kEer.$$

En charge, sur une résistance R, la tension retardatrice v' est donnée par

$$\frac{v'}{g(v')} = kEe\rho,$$

où ρ représente la résistance équivalente à r, R et éventuellement les résistances internes.

Nous avons posé

$$\frac{1}{\rho} = \frac{1}{r} + \frac{1}{R+r'}.$$

De ces deux relations, nous tirons

$$\frac{v'}{g(v')} = \frac{v}{g(v)}\,\frac{\rho}{r},$$

équation qui théoriquement nous donne

$$v' = \theta(v, R).$$

Le courant débité dans la résistance de charge est

$$i = \frac{v'}{R+r'}$$

et la relation définitive reliant le courant débité à la tension à vide et à la résistance de charge est

$$i = \frac{\theta(v, R)}{R+r'}. \qquad (15)$$

Pour un éclairement donné, v est constant, mais la relation $i(R)$ est beaucoup plus complexe que la relation correspondant au générateur classique.

On ne peut donc pas considérer la résistance interne apparente

$$r'' = \frac{v \text{ (à vide)}}{i\text{(court-circuit)}}$$

comme jouant le rôle de la résistance interne d'un générateur.

5. **Rendement quantique de la cellule.** — A partir de nos hypothèses et des valeurs trouvées expérimentalement, il nous est possible d'estimer, d'une part le nombre N de photoélectrons arrachés par un flux lumineux donné et, d'autre part, de déterminer le rendement quantique de cette cellule.

A. Supposons que la cellule débite en court-circuit : Sa sensibilité brute est d'environ 624 μA/lm; le nombre de photoélectrons produit par lumen par seconde est donc environ de

$$\frac{i}{e} = N = \frac{624 \cdot 10^{-6}}{1{,}6 \cdot 10^{-19}} = 3{,}90 \cdot 10^{15}.$$

B. Supposons que la cellule soit en circuit ouvert : L'équation qui régit son comportement est alors (*voir* § 1)

$$v = N' g(v)\, er,$$

où, cette fois, N' représente le nombre de photoélectrons par lux.

Nous aurons

$$N = \frac{N'}{S} \qquad (S \text{ en mètres carrés}),$$

d'où

$$N = \frac{v}{S\, g(v)\, er}.$$

Expérimentalement, nous avons trouvé

$$E = 30\,\frac{v}{g(v)}, \qquad S = 3{,}2 \cdot 10^{-4}\,\text{m}^2$$

et

$$r = 500\,000\ \Omega.$$

d'où

$$N = \frac{E}{30 \cdot 3{,}2 \cdot 10^{-4} \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-19} \cdot 5 \cdot 10^{5}}.$$

Pour un lumen, nous prenons $E = 1$, d'où

$$N = 3{,}9 \cdot 10^{15}.$$

Les valeurs trouvées sont en parfaite coïncidence, ce qui confirme l'estimation que nous avons faite de la valeur de la résistance de fuite r.

A partir de la valeur N du nombre de photoélectrons arrachés par lumen que nous venons d'estimer, nous pouvons chercher maintenant à calculer le rendement quantique de cette cellule à couche d'arrêt.

Dans ce but, nous avons déterminé le courant de court-circuit de la cellule éclairée par une radiation monochromatique. Le tableau ci-dessous précise les conditions de cette expérience.

λ(Å).	$h\nu$(W).	E(lx).	ø(lm).	W(W).	I(A).
5461...	$3{,}55 \cdot 10^{-19}$	250	$8 \cdot 10^{-2}$	$1{,}3 \cdot 10^{-4}$	$31 \cdot 10^{-6}$
5780...	$3{,}38 \cdot 10^{-19}$	300	$9{,}6 \cdot 10^{-2}$	$1{,}7 \cdot 10^{-4}$	$44 \cdot 10^{-6}$

λ représente la longueur d'onde de la lumière incidente;

$h\nu$ représente l'énergie du quantum correspondant;

E est l'éclairement réalisé;

Φ et W sont respectivement le flux lumineux et l'énergie reçus;
I est l'intensité du courant de court-circuit correspondant.

Pour le nombre d'électrons arrachés par lumen, nous trouvons respectivement

$$n(\text{vert}) = \frac{31.10^{-6}}{1,6.10^{-19}}\;\frac{1}{8.10^{-2}} = 2,5.10^{15},$$

$$n(\text{jaune}) = \frac{44.10^{-6}}{1,6.10^{-19}}\;\frac{1}{9,6.10^{-2}} = 2,86.10^{15}.$$

Ces nombres sont plus faibles que celui trouvé d'après la sensibilité globale, car la cellule est relativement à l'œil plus sensible aux extrémités du spectre qu'en son milieu.

Nous pouvons calculer également une forme du rendement qui s'exprime en ampères par watt

$$r(\text{vert}) = \frac{31.10^{-6}}{1,3.10^{-4}} = 0,240\ \text{A/W}.$$

$$r(\text{jaune}) = \frac{44.10^{-6}}{1,7.10^{-4}} = 0,256\ \text{A/W}.$$

Le rendement quantique correspond, lui, au nombre de photoélectrons arrachés par quantum incident. On le calcul par la relation

$$\rho = \frac{n}{W}h\nu,$$

où $\frac{n}{W}$ représente le nombre d'électrons émis par watt et $h\nu$ l'énergie du quantum, en joule. On calcule $\frac{n}{W}$ en divisant le rendement en ampère par watt, par la charge de l'électron en coulomb

$$\frac{n}{W}(\text{vert}) = 1,5.10^{18},$$

$$\frac{n}{W}(\text{jaune}) = 1,6.10^{18}$$

d'où

$$\rho(\text{vert}) = 0,53,$$
$$\rho(\text{jaune}) = 0,54.$$

Ces rendements quantiques sont très élevés, surtout si l'on songe qu'ils se rapportent à l'énergie reçue. L'énergie absorbée étant un peu inférieure, le rendement quantique réel est encore plus élevé.

Conclusions. — Dans cette étude, nous avons cherché à relier mathématiquement la tension à vide d'une cellule à couche d'arrêt à la valeur du courant en charge.

Au moyen d'hypothèses simples, nous avons construit un schéma qui correspond aux données expérimentales et nous donne les ordres de grandeur des résistances supposées intervenir dans le fonctionnement interne de la cellule photoélectrique à couche d'arrêt.

Les diverses valeurs du rendement quantique ainsi calculées sont cohérentes.

Manuscrit reçu le 28 octobre 1952.

BIBLIOGRAPHIE.

BOUTRY. — Les phénomènes photoélectriques et leurs applications. Conférences-rapport, Hermann, Paris, 1936; Photoconductivité. *Actualités scientifiques*, Hermann, Paris, 1936.

ZWORYKIN et WILSON. — Les cellules photoélectriques et leurs applications, Dunod, Paris, 1937.

HARRIS. — Les Semi-conducteurs. *Electr. Eng.*, vol. 22, n° 265, mars 1950.

WEBER. — Cellule photoélectrique à couche d'arrêt et théorie de l'effet redresseur qui en découle. *Optick*, Band 8, Juli 1951, Heft 7.

SUR LA TECHNIQUE DE RÉALISATION DU MONOCHROMATISME D'UN FAISCEAU IONIQUE D'ACCÉLÉRATEUR

Par HENRI BRUCK.

Commissariat à l'Énergie atomique. Service des Accélérateurs.

Sommaire. — On indique d'abord le réglage optimum d'un monochromateur à prisme ionique. La relation entre les caractéristiques du faisceau, du monochromateur et du courant final sur cible est ensuite établie. On est ainsi en mesure d'utiliser au mieux tout prisme envisagé et d'évaluer numériquement ses possibilités. Des exemples sont donnés.

1. **Généralités**. — Un générateur de haute tension continue, qu'il soit du type Cockroft-Walton, van de Graaff ou Pauthenier, alimentant un tube accélérateur d'ions, est, comme on sait, un des instruments les plus précieux dont dispose la physique nucléaire. Un tel appareillage permet d'obtenir un faisceau monochromatique relativement intense permettant une exploration hautement résolue des fonctions d'excitations nucléaires.

Pour obtenir un degré très élevé de monochromatisme du faisceau explorateur, on associe à un tel ensemble un ou plusieurs spectrographes ioniques auxquels incombe la tâche de produire le signal d'entrée pour une stabilisation de la haute tension ainsi que de sélectionner la bande d'énergie désirée.

On veut obtenir un faisceau à bande très étroite. La seule stabilisation de la haute tension sera généralement insuffisante. Cette tension est toujours susceptible de variations incontrôlables, pouvant aller jusqu'à l'effondrement complet à la suite d'un claquage.

Un monochromateur à prisme dispersif, par contre, peut sélectionner une bande d'énergie avec toute la rigueur voulue. La stabilisation simultanée de la haute tension a essentiellement pour but de fournir dans cette bande d'énergie sélectionnée un taux de particules aussi élevé que possible.

Le problème du monochromatisme d'un faisceau d'ions a déjà fait l'objet d'un certain nombre d'études. H. S. Cockroft [1] a traité des relations gouvernant l'optique d'un tel ensemble. La résolution maximum, à ce jour (à notre connaissance) fut obtenue par R. E. Warren, J. L. Powell et R. G. Herb [2]. Elle est de 5 000. A cette résolution, le courant sur cible était de 0,01 μA et à la limite extrême pour l'étude de la réaction

$$^{27}\mathrm{Al} + {}^{1}\mathrm{H} \rightarrow {}^{28}\mathrm{Si} + h\nu \quad \text{à } 985 \text{ kV}.$$

Dans tous les cas, les ensembles optiques semblent avoir été conçus en ne tenant compte que de la seule approximation de Gauss.

A la limite des possibilités, le présent problème devient pourtant un problème d'intensité et il devient indispensable de considérer aussi les aberrations.

On doit acheminer à travers le monochromateur le plus d'énergie possible, ce qui implique l'utilisation de l'étendue du faisceau maximum encore compatible avec les aberrations et la résolution que l'on désire obtenir.

La présente étude réexamine le problème des possibilités d'un tel ensemble, compte tenu des aberrations. Après avoir défini les conditions optima de réglage d'un monochromateur, on formule la relation entre les caractéristiques (géométriques, d'intensité et de stabilité en énergie) du faisceau initial, les caractéristiques du monochromateur et celles du faisceau sortant (résolution et intensité sur cible).

Les formules permettront le choix et l'utilisation rationnelle d'un appareillage donné et l'estimation de ses possibilités en intensité et en résolution.

En plus, si la présente étude tient compte plus particulièrement des besoins de certains générateurs de haute tension continue, les principes développés, les réglages et les formules seront naturellement aussi valables pour tout autre type d'accélérateur.

Le problème du réglage optimum d'un monochromateur, c'est-à-dire le problème du réglage des largeurs et hauteurs des fentes et de l'ouverture angulaire, bien que négligé jusqu'à présent, pour les applications qui nous préoccupent, n'est pourtant pas entièrement nouveau. Les conditions pour obtenir le maximum d'intensité pour une résolution donnée ont déjà été traitées par C. Geoffrion, toutefois, pour le spectrographe β [3] et pour le spectrographe de masse [4].

Dans le cas présent, les réglages diffèrent un peu.

2. **Réglage optimum du monochromateur**. — Les éléments constitutifs d'un monochromateur

sont (*voir*, par exemple, *fig.* 3) sa fente d'entrée, son organe focalisateur et dispersif et sa fente de sortie. Les fentes sont perpendiculaires au plan de la trajectoire. Considérées dans ce plan de la trajectoire, les particules ionisées incidentes par la fente d'entrée et ayant l'énergie électrovolt pour laquelle le monochromateur est réglé, forment à l'endroit de la fente de sortie, image de la première.

Cette image sera entachée d'une aberration dont la largeur λ, rapportée au plan objet, sera de la forme

$$\lambda = C\alpha_e^n, \tag{1}$$

$2\alpha_e$ étant, à l'endroit de la fente d'entrée, l'ouverture angulaire que le monochromateur utilise. Généralement, cette aberration sera d'ordre $n = 2$, c'est-à-dire de la forme d'une coma. On sait que sur certains prismes magnétiques à face d'entrée circulaire, la coma se trouve corrigée. Il subsiste dans ces cas une aberration d'ordre $n = 3$ [5]. En principe, la correction des prismes magnétiques peut être rendue même totale [6], [7], [8].

Soit l_e la largeur de la fente d'entrée. La largeur de l'image monochromatique sera alors approximativement de $G(l_e + C\alpha_e^n)$, G étant la valeur absolue du grandissement.

La dispersion D en énergie du monochromateur est définie par le déplacement dx (perpendiculairement à la direction du faisceau) de l'image, rapporté à une variation relative $\frac{\mathrm{d}V}{V}$ de l'énergie

$$D = V\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}V}. \tag{2}$$

La demi-largeur ΔV (largeur totale de la courbe de répartition prise entre les points d'intensité moitié) de la bande d'énergie, sortant du monochromateur, ainsi que le courant sortant i_c (courant cible) dépendent aussi de la largeur l_s de la fente de sortie.

On suppose la répartition spectrale du faisceau incident continue dans le petit domaine sélectionné par le monochromateur.

Soit A la largeur l_s de la fente de sortie égale à la largeur de l'image monochromatique

$$l_s = G(l_e = C\alpha_e^n). \tag{3}$$

Dans ce cas, la répartition spectrale du faisceau sortant devient approximativement triangulaire et, en définissant la résolution spectrale R du faisceau sélectionné par

$$R = \frac{1}{\Delta V}, \tag{4}$$

on a

$$R = \frac{D}{G(l_e + C\alpha_e^n)}. \tag{5}$$

En réduisant l_e, R reste constant, mais i_c diminue. En augmentant l_s, R diminue; mais on peut réaliser le même R diminué, mais avec plus de courant i_c, en augmentant simultanément l_e ou α_e, de sorte à rétablir sur la relation (3).

On considérera le réglage (3) comme optimum et comme toujours réalisé par la suite.

On parfait le réglage (toujours dans le seul plan de la trajectoire) en disposant au mieux des valeurs de l_e et de α_e pour une valeur donnée de $(l_e + C\alpha_e^n)$.

Il existe, en effet, un choix optimum pour lequel la luminosité du monochromateur devient maximum. Pour un éclairage de la fente d'entrée de brillance donnée, l'intensité acceptée par le monochromateur est proportionnelle au produit $\alpha_e l_e$. On démontre par simple substitution et différentiation que ce produit devient maximum pour une valeur de $(l_e + C\alpha_e^n)$ donnée, si

$$C\alpha_e^n = \frac{l_e}{n}. \tag{6}$$

Ce réglage, concernant α_e, que l'on supposera par la suite également toujours réalisé, constitue donc avec (3) le réglage le plus lumineux du monochromateur pour une résolution donnée.

Formulées pour les trois grandeurs mécaniquement ajustables, les conditions de réglage optima sont :

$$l_e = \frac{n}{n+1}\frac{D}{GR}, \tag{7}$$

$$2\alpha_e = 2\sqrt[n]{\frac{l_e}{nC}}, \tag{8}$$

$$l_s = \frac{n+1}{n} l_e G. \tag{9}$$

(7) et (8) permettent d'écrire

$$R = \frac{(2n)^{\frac{n}{n+1}}}{n} E^{-\frac{n}{n+1}} \Gamma_n, \tag{10}$$

avec

$$E = 2\alpha_e l_e \tag{11}$$

et

$$\Gamma_n = \frac{D}{G\sqrt[n+1]{C}},$$

E est l'étendue du faisceau acceptée par le monochromateur.

La grandeur Γ_n mesure la qualité du monochromateur.

Si r est le rayon de courbure de la trajectoire moyenne, on a (Tableau I, ci-contre).

On montre que dans tous les cas, on a

$$\Gamma_n(G) = \Gamma_n\left(\frac{1}{G}\right),$$

c'est-à-dire en utilisant un monochromateur donné en sens inverse, les performances restent les mêmes.

En plus, pour $G = \frac{1}{G} = 1$, Γ_n possède un maximum.

Tableau I.

		Angle du secteur.	G.	n.	Γ_n.
Secteur électrostatique à champ radial		127°	1	2	$0,91\, r^{\frac{2}{3}}$
Secteur magnétique à champ uniforme	Incidence ⊥ aux faces.	180°	1	2	$r^{\frac{2}{3}}$
		Toute valeur	Toute valeur	2	$\frac{1}{2}\frac{1+G}{\sqrt[3]{\frac{1+G^3}{2}}}\, r^{\frac{2}{3}}$
	Incidence ⊥ aux faces circulaires selon [5].	Toute valeur	1	3	$r^{\frac{3}{4}}$

Dans le plan des fentes, les conditions suivantes sont à respecter :

a. Ne pas perdre d'intensité par le heurt contre un diaphragme;

b. Ne pas perdre de résolution par inclinaison trop forte des trajectoires.

Pour un monochromateur sans convergence dans le plan considéré des fentes, la hauteur de fentes

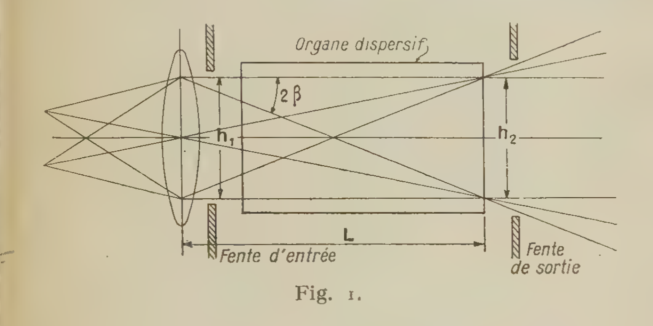


Fig. 1.

et d'entrefer minimum compatible avec *a* sera pratiquement

$$h = \sqrt{E_0 L} \quad (\textit{fig. } 1), \tag{13}$$

$E_0 = 2\beta h$ étant l'étendue du faisceau incident et L la longueur du trajet entre un collimateur, à placer pour les besoins de la cause devant la fente d'entrée et le point de sortie du prisme du monochromateur.

On admet (13) à partir de la figure 1, avec

$$E_0 = 2\beta h_1 = \frac{h_2}{L} h_1$$

et

$$h_1 = h_2 = h.$$

Au cas d'un monochromateur électrostatique, la réalisation de la hauteur h minimum permet de réduire la hauteur des électrodes à usiner avec précision et minimiser l'action perturbatrice sur la résolution des défauts du champ électrique.

L'inclinaison des trajectoires se répercute, comme on sait, sur la résolution par l'amoindrissement de $\frac{\Delta V}{V} = -(2\beta)^2$ de l'énergie cinétique de la composante de vitesse non inclinée sur laquelle seul le pouvoir dispersif du monochromateur agit.

La condition *b* implique donc :

$$\frac{1}{R} \geqslant (2\beta)^2 \approx \frac{1}{10R}$$

ou

$$h > E_0 \sqrt{10R}. \tag{14}$$

En général, la condition (14) sera automatiquement vérifiée avec (13).

3. **La relation entre le faisceau incident, le monochromateur, et le faisceau sortant.** — Le faisceau incident est caractérisé par le courant i_0 qu'il transporte, par son étendue E_0 (produit $2\alpha_0 l_0$ de son ouverture angulaire par le diamètre du spot), ainsi que par son degré de monochromatisme ΔV_0, défini ainsi :

On peut représenter à l'aide d'une courbe de répartition $N(V)$ en fonction du voltage la dispersion en énergie des ions, transportés par le faisceau pendant la durée d'une expérience. ΔV_0 est la demi-largeur de cette courbe (demi-largeur totale entre points d'intensité moitié).

On suppose E_0 suffisamment grand pour pouvoir couvrir à la fois la largeur (7) de la fente d'entrée et l'ouverture angulaire (8) du monochromateur, réglées pour la résolution R considérée; c'est-à-dire

$$E_0 \geqq E = 2n\left(\frac{\Gamma_n}{(n+1)R}\right)^{\frac{n+1}{n}}. \tag{15}$$

On suppose de plus que ce recouvrement soit effectivement réalisé au moyen de lentilles ioniques appropriées et que le système de stabilisation de la haute tension agisse de sorte que la bande d'énergie de demi-largeur ΔV_0 du faisceau incident couvre l'énergie sélectionnée par le monochromateur. (Une telle stabilisation prendrait son signal d'entrée sur les lèvres de la fente de sortie du monochromateur.)

Le courant i_c sur la cible égalera alors le courant i_0 du faisceau incident, à un coefficient d'affaiblissement près, dû à l'action du monochromateur.

Le monochromateur affaiblit l'intensité incidente i_0 de deux manières, d'abord à la fente d'entrée, en découpant dans l'étendue incidente E_0 l'étendue E utilisée, ensuite à la fente de sortie, en découpant dans la demi-largeur ΔV_0 de la bande d'énergie incidente la bande sélectionnée de demi-largeur ΔV.

On peut donc écrire approximativement :

$$i_c = i_0 \frac{E}{E_0} \frac{\Delta V}{\Delta V_0}, \tag{16}$$

l'indice o se rapportant au faisceau incident.

On élimine encore de cette équation ΔV et E à l'aide de (4) et (10). On obtient :

$$R = \sqrt[2n+1]{\frac{(2n)^n}{(n+1)^{n+1}} \left(\frac{1}{i_c} \frac{i_0}{E_0} \frac{V}{\Delta V_0} \right)^n \Gamma_n^{n+1}}. \tag{17}$$

En cas de non validité de (15), on a simplement :

$$\frac{i_0}{i_c} = R \frac{\Delta V_0}{V}. \tag{17'}$$

4. **Discussion des équations précédentes. Exemples numériques.** — La formule (17) permet de prédire quelle résolution on peut atteindre

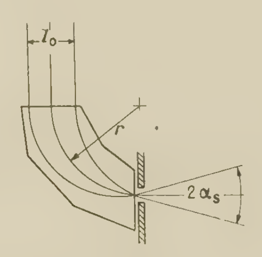


Fig. 2.

avec un certain courant cible, connaissant certaines caractéristiques du faisceau incident et avec un monochromateur donné. Pour obtenir cette résolution effectivement, il faut naturellement, comme il a été dit, non seulement réaliser le réglage optimum (7), (8) et (9) du monochromateur, mais assurer aussi le recouvrement effectif des fentes et de l'ouverture angulaire, ainsi réglées. La réalisation de ces recouvrements se trouve d'ailleurs considérablement facilitée par les lentilles magnétiques très convergentes et simples, récemment indiquées par E. D. Courant, M. S. Livingston et H. S. Snyder [9].

La validité de la formule (17) suppose, en plus, le monochromateur suffisamment stable dans le temps et à champ suffisamment parfait (blindage des champs magnétiques parasites, alimentation stable, absence de défauts de champs dans toute la zone occupée par le faisceau).

L'action perturbatrice des défauts de champ sur les propriétés focalisatrices, ainsi que la relation entre les défauts de champ et les défauts matériels des pièces polaires ou électrodes du monochromateur ne sont pas considérés dans la présente étude. Une étude complémentaire ultérieure sur cette question importante est envisagée.

Considérant la formule (17), on s'aperçoit d'abord des possibilités très limitées d'action sur la résolution par variation d'un quelconque des paramètres du côté droit de cette formule. L'incidence sur l'intensité à résolution fixe est plus sensible.

La grandeur E_0 est fonction des propriétés de la source d'ions par la relation :

$$\frac{i_0}{E_0 \sqrt{V}} = \frac{i_s}{E_s \sqrt{V_s}}. \tag{18}$$

L'indice s se rapportant à la source. Il importe donc d'utiliser des sources rendant ce rapport (18) maximum plutôt que le seul courant.

Pour comparer les monochromateurs à aberration du second et du troisième ordre, on peut poser :

$$\Gamma_2 = (C_2 r)^{\frac{2}{3}} \quad \text{et} \quad \Gamma_3 = (C_3 r)^{\frac{3}{4}}, \tag{18}$$

C_2 et C_3 étant des coefficients. On obtient ensuite à partir de la relation (17) :

a. A résolution égale ($R_2 = R_3 = R$) :

$$\left(\frac{i_c}{r}\right)_3 : \left(\frac{i_c}{r}\right)_2 = \frac{3}{4} \frac{\sqrt{27}}{\sqrt[3]{32}} \frac{C_3}{C_2} R^{\frac{1}{6}}; \tag{19}$$

b. A rapport $\left(\frac{ic}{r}\right)$ égal :

$$\frac{R_3}{R_2} = \sqrt[14]{\frac{\left(\frac{27}{32}\right)^2}{\left(\frac{16}{27}\right)^3} \left(\frac{C_3}{C_2}\right)^6 R_2}. \tag{20}$$

En fait, les coefficients C_2 et C_3 s'avèrent toujours près de l'unité. De plus, on ne considère que la gamme de résolutions : R, R_2 allant de 1000 à 100 000.

Dans ces conditions, les relations (19) et (20) deviennent sensiblement :

$$\left(\frac{i_c}{r}\right)_3 : \left(\frac{i_c}{r}\right)_2 \approx 8, \tag{19'}$$

$$R_3 : R_2 \approx 2. \tag{20'}$$

C'est dire que le monochromateur corrigé de la classe $n = 3$ donne en principe à peu près huit fois plus de courant cible à résolution et rayon égaux, ou bien le même courant cible à résolution égale et rayon huit fois moindre, ou encore, deux fois plus de résolution à rayon et courant cible égaux.

Quelques exemples et évaluations numériques fixeront l'ordre de grandeur des possibilités.

Le montage le plus répandu et certainement le plus simple que l'on puisse imaginer, est celui représenté à la figure 2. On peut considérer que ce

montage est celui d'un monochromateur dont la fente d'entrée se confond avec l'orifice de sortie de la source d'ions.

Supposons que l'organe dispersif soit un aimant à face d'entrée droite, perpendiculaire au faisceau incident. Le dispositif étant dépourvu de diaphragme, la résolution ne peut être au maximum que celle donnée par (10) avec $E = E_0$.

D'après le tableau I (3e exemple, $G = 0$), on a :

$$n = 2, \qquad \Gamma_2 = \left(\frac{r}{2}\right)^{\frac{2}{3}},$$

et, avec (10),

$$R = \frac{1}{3}\left(\frac{2r}{E_0}\right)^{\frac{2}{3}}.$$

Posant le rayon de courbure de la trajectoire moyenne dans l'aimant,

$$r = 40 \text{ m},$$

et l'étendue du faisceau incident (produit de l'ouverture angulaire dans le diamètre)

$$E_0 = 2\alpha_0 l_0 = 2,5.10^{-4} \text{ cm},$$

on obtient

$$R = 1\,600.$$

Encore suppose-t-on les conditions optima vérifiées qui, considérées à l'image dans cet exemple, s'écrivent avec (8) et (11) pour l'ouverture angulaire $2\alpha_s$ du faisceau sortant (à la focale) :

$$2\alpha_s = 2\sqrt[3]{\frac{E_0}{4C}} = 2\sqrt[3]{\frac{E_0}{2r}} = 2.9.10^{-2}.$$

Cet angle est obtenu avec un faisceau incident de diamètre

$$l_0 = 2\alpha_s f = 2\alpha_s r = 1,2 \text{ cm}.$$

Le dispositif de la figure 3 ne diffère du précédent que par l'adjonction d'un diaphragme, d'un collimateur cylindrique et d'une fente d'entrée. De plus, les faces d'entrée et de sortie de l'aimant sont inclinables, permettant la formation d'une image de la fente d'entrée à la fente de sortie. Ces faces peuvent être droites, mais aussi circulaires, selon [5], de sorte à corriger la coma.

Ces transformations, pourtant peu importantes, assurent sur le montage précédent un avantage substantiel. Elles permettent de réaliser toute résolution voulue et dans les conditions optima (7) et (8) par réglage du premier diaphragme et de la fente d'entrée. La plus grande résolution effectivement utilisable sera évidemment encore fonction de l'intensité.

Précisons, en effet, numériquement la relation entre la résolution et l'intensité, d'ailleurs non seulement pour le montage particulier de la figure 3, mais, d'une manière plus générale, pour tout montage ajustable.

Soit encore :

$$E_0 = 2,5.10^{-4} \text{ cm},$$

$$i_0 = 100\,\mu\text{A},$$

$$\frac{\Delta V_0}{V} = \frac{1}{1000}.$$

De telles performances sont réalisables actuellement.

On envisage, en plus, deux monochromateurs de type différent :

a. électrostatique, à champ radial et de rayon $r = 1$ m; donc

$$n = 2, \qquad \Gamma_2^{\frac{3}{2}} \approx r^2 = 10^4 \text{ cm}^2;$$

b. magnétique, à champ uniforme, à coma corrigée et de $r = 40$ cm; donc

$$n = 3, \qquad \Gamma_3^{\frac{4}{3}} \approx r^3 = r^3 = 6,4.10^4 \text{ cm}^3.$$

Le maximum de r que l'on peut envisager sera,

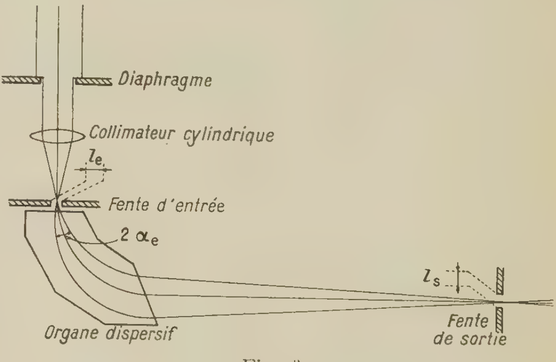


Fig. 3.

en général, imposé par les dimensions du laboratoire.

On obtient, dans ces deux cas, à partir de (17), la relation numérique suivante entre la résolution R, et l'intensité du faisceau explorateur sur cible (i_c).

TABLEAU II.

R.		5000.	10000.	25000.	50000.	100000.
i_c (μA)	Cas a...	17	3	0,3	0,05	0,01
	Cas b...	20 (*)	7	0,8	0,16	0,03

(*) La valeur $i_c = 20$ du cas b est tirée de (17'); la relation (15) n'étant plus satisfaite.

On déduit de ce tableau II la valeur de i_c non seulement pour $i_e = 100\,\mu$A, mais aussi pour toute autre valeur, ces deux courants étant proportionnels.

On montre que dans certaines conditions, le courant i_c minimum nécessaire pour la mesure d'une réaction donnée est indépendant du degré de résolution, malgré la nécessité de diminuer l'épaisseur de la cible au fur et à mesure que la résolution augmente.

Situons approximativement ce minimum nécessaire à $i_c \approx 0{,}01\ \mu$A. Ainsi, les données du tableau II semblent donc autoriser des résolutions jusqu'à $R \approx 100\,000$.

Le choix du prisme ionique sera fonction des possibilités et du but fixé. Il dépendra, par exemple, des caractéristiques du faisceau incident ou de la place disponible. Plusieurs schémas optiques seront généralement possibles.

Il sera relativement aisé de réaliser l'intensité théorique sur cible aux résolutions moyennes.

Pour obtenir des résolutions extrêmes, le monochromateur de type électrostatique à champ radial semble mériter une attention particulière. Il doit être précédé d'un pré-monochromateur aux possibilités faibles et de type magnétique pour l'élimination des composantes du faisceau, à rapport $\frac{e}{m}$ non désiré, et pour la réduction de la dispersion en énergie du faisceau initial; car il faut éviter rigoureusement tout échauffement local des électrodes d'un tel monochromateur par impact d'ions de haute énergie. Mais, malgré cette complication, le monochromateur électrostatique se distingue par la perfection relativement grande de son champ, la plus grande facilité de blindage magnétique, l'invariance des trajectoires par rapport à une dilatation thermique uniforme, enfin, sa stabilité mécanique, liée à la faiblesse des forces électrostatiques. Son champ de fuite n'est pas fonction de la hauteur h. (Le fait contraire, vrai pour le champ magnétique, introduit un élargissement, au moins une courbure de l'image monochromatique de la pente d'entrée.)

En outre, son champ de fuite étant défini, il permet une mesure simultanée, assez précise [10] de l'énergie des ions. Le problème d'une stabilisation adéquate de la haute tension applicable aux électrodes semble également en voie de trouver sa solution [11].

On ne peut pas considérer comme insurmontable la difficulté de préparer — tout au moins sous forme de vapeur — des cibles approximativement moins moléculaires, correspondantes à une résolution d'environ 100 000.

La présente étude facilitera l'appréciation des possibilités et l'établissement d'une solution rationnelle dans chaque cas particulier.

Manuscrit reçu le 31 décembre 1952.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] Cockroft H. S. — Focusing System for the Electrostatic Generator. Rapport déclassifié A.E.R.E. N/R.716, Harwell, 1951.

[2] Warren R. E., Powell J. L. et Herb R. G. — Electrostatic Analyzer for Selection of homogeneous Ion Beams. *Rev. Sc. Instr.*, 1947, **18**, 559-563.

[3] Geoffrion C. — Optimum Conditions for a 180° β-ray Spectrometer. *Rev. Sc. Instr.*, 1949, **20**, 638-640.

[4] Geoffrion C. — Optimum geometrical Conditions for Mass Spectrometers. *Rev. Sc. Instr.*, 1952, **23**, 224-228.

[5] Hintenberger H. — Richtungsfokussierung 2 *ter* Ordnung geladener Teilchen in homegenen Magnetfeldern. *Z. Naturf.*, 1948, **3** *a*, 669-670.

[6] Hintenberger H. — Uber magnetische Zylinderlinsen mit korigierten Bildfehlern. *Z. Naturf.*, 1948, **3** *a*, 125-127.

[7] Kervin L. et Geoffrion C. — Further improvements in magnetic focusing. *Rev. Sc. Instr.*, 1949, **20**, 381-384.

[8] Cassignol C. — Une méthode pratique de correction de l'aberration angulaire en spectrométrie de masse. *J. Physique Rad.* (à paraître).

[9] Courant E. D., Livingston M. S. et Snyder H. S. — The strong-focusing Synchrotron. *Phys. Rev.*, 1952, **88**, 1190-1196.

[10] Sturm W. J. et Johnson V. — A comparison of several nuclear absolute voltage Determination. *Phys. Rev.*, 1951, **83**, 542-547.

[11] Haine M. E. — The Stabilisation of high d. c. voltages, using an electron volicity spectrometer. Congrès international de Microscopie électronique, Paris, 1950. Édition de la *Revue d'Optique* (à paraître).

VARIATION DU FACTEUR DE CONDENSATION DES JETS MOLÉCULAIRES D'ANTIMOINE ET DE CADMIUM EN FONCTION DU SUPPORT ET DE L'ÉPAISSEUR DE LA COUCHE

Par F. MARCEL DEVIENNE,
Chargé de Recherches au C. N. R. S.

Sommaire. — L'utilisation des radioéléments artificiels a permis les mesures du facteur de condensation de l'antimoine et du cadmium sur différents supports. Les résultats montrent que les valeurs de ce facteur de condensation dépendent fortement de la nature du support, tout au moins pour de faibles épaisseurs. Les mesures indiquent également que ce facteur croît au fur et à mesure que l'épaisseur augmente. Tous ces résultats ont été obtenus à la température ordinaire.

1. **Généralités.** — Nous avons vu, dans un précédent article [1], les méthodes d'utilisation des radioéléments artificiels dans l'étude de la condensation des jets moléculaires. Rappelons quelques résultats d'ordre qualitatif particulièrement importants, obtenus grâce à la sensibilité des moyens employés; c'est ainsi que nous avons indiqué que le facteur de condensation de l'antimoine sur divers supports était au voisinage de la température ordinaire ni nul, ni égal à l'unité.

Nous avons vu également que le facteur de condensation dépendait de la nature du support, nous avons d'ailleurs indiqué une méthode pour déterminer les valeurs relatives du facteur de condensation sur deux supports de nature différente.

Nous allons, dans cet article, discuter d'une façon plus complète l'influence du support, influence qui ne peut être dissociée de celle de l'épaisseur de la couche déjà formée, sur laquelle s'effectue la condensation.

Nous étudierons successivement la condensation des jets moléculaires d'antimoine et de cadmium, les résultats obtenus pour l'antimoine étant de beaucoup plus complets que ceux enregistrés pour le cadmium.

2. **Détermination absolue des facteurs de condensation.** — Les méthodes que nous avons indiquées dans l'article précédent permettent, en général, la détermination relative des facteurs de condensation.

Pour évaluer le facteur de condensation d'une manière absolue, il est nécessaire de déterminer le nombre d'atomes qui ont été envoyés sur la plaque de condensation et, d'autre part, ceux qui y ont été fixés.

Nous avons vu que cette dernière mesure est une chose relativement simple en utilisant les radioéléments artificiels; par contre, la détermination du nombre d'atomes ou de molécules heurtant la plaque est plus compliquée, par suite du fait que dans le cas de jets moléculaires, par exemple, elle suppose la mesure de l'intensité du jet, détermination qui est délicate.

En effet, cette détermination suppose la constance de la température du four durant toute la condensation et, d'autre part, la connaissance de la pression de la vapeur du corps à l'intérieur du four. La détermination de la température du four n'offre aucune difficulté; cependant, il y a lieu de remarquer que l'uniformité de la température dans tout le four est difficilement obtenue. D'autre part, toutes les expériences que nous avons faites semblent montrer qu'il faut chauffer assez longtemps pour obtenir une température d'équilibre.

Enfin, il résulte de l'ensemble de nos expériences que la pression de vapeur du jet moléculaire n'est pas en équilibre avec le corps à l'état solide.

Toutes ces remarques nous ont incité à évaluer directement le nombre d'atomes ou de molécules renvoyés par la plaque de condensation.

Nous avons surmonté la difficulté de la façon suivante : le jet moléculaire qui sort de l'orifice O du four pénètre dans un cylindre métallique après avoir traversé deux plaques accolées P et R percées respectivement d'orifices de diamètre 1 et 2 mm; le rôle de la première plaque est de protéger la deuxième de manière à ce qu'aucune molécule issue de O ne parvienne directement à celle-ci. Le jet moléculaire ainsi diaphragmé vient heurter le fond du cylindre amovible constitué par une plaque C sur laquelle s'effectue la condensation. Les molécules qui sont réfléchies sur la plaque viennent se condenser partiellement sur les parois latérales L du cylindre constituées par une feuille très mince de cuivre ou d'un alliage dont le facteur de condensation est relativement grand. Les molécules réfléchies presque normalement par la surface réceptrice viennent se condenser sur la plaque R. La distance du diaphragme O du four à l'orifice du cylindre est telle que la section du jet moléculaire par la surface de la plaque de condensation C en cuivre est nettement inférieure à celle du cylindre. Le centrage du dispositif qui est assez soigné est vérifié à nouveau par des autoradiographies de la condensation du radioélément sur la plaque réceptrice. Après expérience,

[1] *J. Physique Rad.*, 1952, **13**, 52.

on mesure les radioactivités de la paroi latérale du cylindre, celle des plaques de condensation et de réflexion. Le facteur de condensation est alors donné par le rapport entre la valeur de la radioactivité du dépôt et de la somme des radioactivités des plaques de condensation, de réflexion et de la paroi latérale du cylindre. Les mesures sont effectuées de manière à éliminer l'influence du backscattering et à diminuer l'influence de la géométrie sur le comptage.

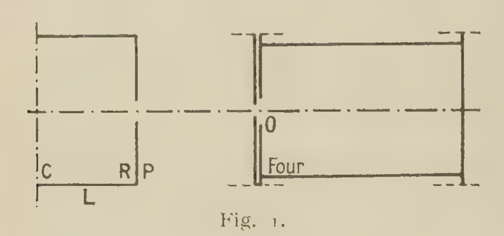


Fig. 1.

3. Variation du facteur de condensation en fonction de l'épaisseur. — Avant de donner les résultats obtenus dans le cas de l'antimoine et du cadmium, faisons tout d'abord une remarque :

Les valeurs données pour le facteur de condensation sont des valeurs moyennes correspondant à une épaisseur donnée. En effet, la mesure absolue du facteur de condensation a été obtenue, ainsi que nous l'avons vu, en prenant le rapport du nombre de molécules condensées sur la plaque au nombre total de molécules l'ayant heurtée.

Indiquons également que les épaisseurs des lames minces ainsi obtenues ont été évaluées par la méthode que nous avons décrite dans un article précédent, à savoir la comparaison avec un étalon contenant une masse déterminée d'antimoine ou de cadmium.

A. Variation du facteur de condensation de l'antimoine. — Nous allons étudier successivement le cas de la condensation de l'antimoine sur le cuivre, le verre, l'aluminium et le mica.

Les expériences précédentes sont relatives à une température du four peu différente de 320° C, une densité calculée du jet moléculaire égale à $6{,}55 . 10^{9}$ mol/s/cm² et une température de la plaque de condensation peu différente de 25° C.

1° *Cas de la condensation sur le cuivre.* — L'expérience montre que le facteur de condensation de l'antimoine sur le cuivre augmente fortement avec l'épaisseur.

Nous indiquons ci-contre le tableau des variations du coefficient de condensation en fonction de l'épaisseur :

Épaisseur.	α.	Épaisseur.	α.
1,9	0,401	22,7	0,471
2,2	0,417	31,5	0,580
4,9	0,456	39,6	0,608
42,1	0,638	209,7	0,771
42,4	0,618	340,7	0,763
94,3	0,640	437,8	0,772

lorsque celle-ci varie d'environ 2 Å à environ 440 Å.

2° *Cas de la condensation sur l'aluminium.* — On a également les résultats suivants :

Épaisseur.	α.	Épaisseur.	α.
6,6	0,262	80,9	0,608
23,5	0,424	93,2	0,601
59,2	0,579	393,5	0,643

3° *Cas de la condensation sur le verre.* — Les résultats sont les suivants :

Épaisseur.	α.	Épaisseur.	α.
1,3	0,311	31,7	0,464
2,6	0,307	55,0	0,562
12,4	0,322	132,2	0,768
13,6	0,400	497,5	0,829

4° *Cas de la condensation sur le mica.* — On a obtenu les valeurs suivantes :

Épaisseur.	α.
18,3	0,323
45,9	0,500
339,6	0,830

Toutes les valeurs obtenues nous montrent deux résultats essentiels :

Tout d'abord, nous voyons que le facteur de condensation augmente avec l'épaisseur, quelle que soit la nature du support;

Ces résultats nous montrent également que lorsque l'épaisseur croît suffisamment, l'influence du support diminue considérablement.

Nous discuterons d'ailleurs plus loin ces résultats.

B. Variation du facteur de condensation du cadmium. — Les résultats que nous indiquons pour le cadmium correspondent à une température de jet moléculaire moyenne de 260° C, à une température de plaque peu différente de 25° et à une densité de jet moléculaire de $1{,}15 . 10^{16}$ mol/s/cm², fournie par le calcul.

1° *Cas de la condensation sur le cuivre.* — Les résultats obtenus pour la condensation du cadmium sur le cuivre sont les suivants :

Épaisseur.	α.	Épaisseur.	α.
0,8	0,037	16,7	0,342
4,9	0,257	20,6	0,361
6	0,240	42,4	0,602
7,1	0,230		

Ces résultats montrent que le coefficient de condensation augmente avec l'épaisseur. On remarque, toutefois, que le facteur de condensation du cadmium sur le cuivre est, d'une façon générale, moins élevé pour le cadmium que pour l'antimoine.

2° *Cas de la condensation du cadmium sur le verre, le mica et l'aluminium.* — Les résultats obtenus montrent que les facteurs de condensation du cadmium sur le verre, le mica et l'aluminium sont pratiquement nuls.

Une plaque de condensation en verre, recouverte de silicone a également un facteur de condensation sensiblement nul.

4. **Variation du facteur de condensation en fonction de la nature du support.** — A. Pour l'antimoine. — Les résultats que nous avons donnés précédemment nous permettent de voir que l'influence de la nature du support est assez importante lorsque l'épaisseur est relativement faible (si elle ne dépasse pas une vingtaine d'angströms). Par contre, pour de grandes épaisseurs, l'influence du support semble pratiquement négligeable. On obtient des facteurs de condensation moyens qui sont du même ordre de grandeur au delà d'une centaine d'angströms.

Si nous examinons les valeurs indiquées plus haut, nous observons que pour une épaisseur moyenne de 2 Å, le facteur de condensation de l'antimoine sur le cuivre est voisin de 0,41, que celui de l'antimoine sur le verre est de l'ordre de 0,31, tandis que dans le cas de la condensation de l'antimoine sur l'aluminium, il est inférieur à 0,26.

Au fur et à mesure que l'épaisseur augmente, l'influence du support diminue; cela d'ailleurs devait être prévisible, car la condensation de l'antimoine s'effectue, non plus sur le support, mais sur la couche suffisamment épaisse d'antimoine déjà condensé.

Les résultats que nous donnons plus haut semblent indiquer toutefois que l'influence du support existe également pour des épaisseurs de l'ordre d'une dizaine d'angströms, ce qui semble indiquer que le champ superficiel a un domaine plus étendu que celui donné par les formules analogues au potentiel de Morse.

Une autre question se pose, celle de savoir si le facteur de condensation de l'antimoine sur l'antimoine est effectivement égal à l'unité lorsque l'épaisseur du support est suffisamment grande.

Nous avons fait à ce sujet deux sortes d'expériences : la première expérience a consisté en la préparation de lames épaisses (ayant au moins un millier d'angströms d'épaisseur) d'antimoine non radioactif et nous avons effectué ainsi une mesure du facteur de condensation de l'antimoine radioactif sur ces lames ainsi préparées.

Les plaques de verre antimonié ont été obtenues, bien entendu, par évaporation sous vide; cependant, nous n'avons pas pu faire la condensation sans introduire, à nouveau, de l'air et il est très vraisemblable que, dans ces conditions, les couches d'antimoine adsorbent de l'air et, qu'en conséquence, la surface sur laquelle s'effectue ultérieurement la condensation de l'antimoine radioactif soit protégée par une couche gazeuse qui est plus importante que celle qui protège les lames de condensation habituelles.

Nous indiquons les différentes valeurs obtenues pour le facteur de condensation de l'antimoine sur une lame de verre antimonié :

Épaisseur.	α.	Épaisseur.	α.
0,5	0,09	42,7	0,454
1,6	0,185	111,1	0,662
10,3	0,227	198,7	0,820

D'autres expériences ont consisté à effectuer des condensations pour des épaisseurs très grandes, de l'ordre de plusieurs milliers d'angströms. Nous avons alors trouvé des facteurs de condensation moyens de l'ordre de 0,9, ce qui semble montrer que le facteur de condensation de l'antimoine sur l'antimoine est assez voisin de l'unité sans cependant lui être égal.

B. Pour le cadmium. — En ce qui concerne le cadmium, les résultats sont encore plus nets, puisque les facteurs de condensation du cadmium sur le verre, l'aluminium et le mica sont extrêmement faibles, alors qu'il n'en est pas de même pour le cuivre.

Il est à noter que les intensités des jets moléculaires dans nos expériences sur le cadmium sont nettement inférieures à celles utilisées par Cockroft pour étudier l'influence de la température sur la densité critique des jets moléculaires.

En terminant, il y a lieu de remarquer que les états de surface des plaques de condensation ont été déterminés de la manière que nous avons précisée dans l'article précédent.

Cette définition des états de surface est, il faut bien le dire, assez grossière; cependant, les expériences sont, en général, très reproductibles et les valeurs obtenues pour le facteur de condensation diffèrent, en général, entre elles pour des mêmes épaisseurs de moins de 2 pour 100.

Des recherches particulières sont actuellement en cours pour déterminer l'influence de l'état de surface, nous en préciserons plus tard les résultats.

Manuscrit reçu le 25 novembre 1952.

EXPOSÉS ET MISES AU POINT BIBLIOGRAPHIQUES

LE FONCTIONNEMENT DES COMPTEURS DE GEIGER-MULLER A AUTOCOUPURE

Par DANIEL BLANC,
Laboratoire de Physique atomique et moléculaire du Collège de France.

Sommaire. — On analyse la théorie du fonctionnement des compteurs à constituant polyatomique, puis des compteurs à halogène. Ces considérations permettent de définir avec précision les caractéristiques fondamentales du tube : temps de latence, propagation de la décharge le long du fil, temps mort, forme des impulsions, courbe du « plateau », variables dont dépend le plateau.

Sans traiter les techniques de construction et de remplissage des tubes, on passe ensuite rapidement en revue les compteurs de types particuliers, en indiquant leurs applications.

Cet exposé se termine par une revue détaillée des propriétés des compteurs du type Maze dits « à cathode externe ».

L'efficacité aux divers rayonnements, les circuits électroniques associés, les systèmes de coïncidences et d'anticoïncidences ne sont pas étudiés.

Rutherford et Geiger [1], en 1908, imaginèrent un appareil où l'ionisation produite dans un gaz par des particules α était, sous l'action d'un champ électrique, amplifiée par collisions contre les molécules de ce gaz; l'impulsion électrique en résultant était recueillie sur un électromètre. Il s'agissait du premier compteur à pointe.

Ce n'est qu'en 1928 que Geiger et Müller [2] donnèrent à ce type de détecteur sa forme actuelle : cylindre et fil anode coaxial (*fig.* 1).

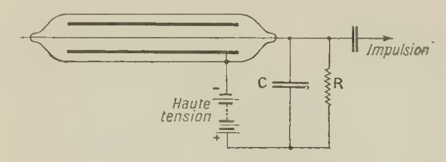


Fig. 1. — Circuit fondamental lié au compteur.

Les gaz de remplissage étaient mono- ou diatomiques (argon, azote, hydrogène, air). L'arrivée de l'impulsion sur le fil provoque dans la résistance R une chute de tension qui diminuant fortement le champ électrique près du fil, arrête ainsi la décharge.

Trost [3] (1937), constata que l'addition au gaz permanent d'alcool et, de façon plus générale, de molécules polyatomiques (quatre atomes ou plus par molécule), permettait de diminuer la résistance R dans de grandes proportions : il existait donc un mécanisme intérieur au compteur responsable de l'arrêt de la décharge, et l'ensemble revenait ainsi plus rapidement à son état initial. Ceci conduisit à appeler « rapides » ces nouveaux compteurs, par opposition aux précédents dits « lents ». Les termes de « autocoupeur » et « non-autocoupeur », introduits par S. A. Korff [4], sont préférables.

On trouvera une étude historique très complète dans [5].

Nous ne traiterons pas le fonctionnement du compteur dans les régions de proportionnalité totale ou limitée, se reporter à [6]. Nous n'aborderons pas non plus le calcul et la mesure de l'efficacité, les systèmes de coïncidences et d'anticoïncidences, les techniques de fabrication, les circuits électroniques associés. Nous renvoyons le lecteur aux Ouvrages de S. A. Korff [4], S. C. Curran et J. D. Craggs [7], D. H. Wilkinson [8]. Pour les compteurs à cathode photosensible associés à des scintillateurs, *voir* [9].

On trouvera une série complète de définitions concernant les caractéristiques des compteurs dans [10] (normalisation récente de l'Institute of Radio Engineers, U. S. A.).

Théorie du fonctionnement.

Compteurs à constituant polyatomique. — C. G. et D. D. Montgomery [11] (1940), s'inspirant des travaux antérieurs de Geiger, Werner, Von Hippel, etc. [5], établirent la théorie des compteurs non-autocoupeurs. Une partie de leurs explications s'applique aux compteurs autocoupeurs.

S. A. Korff et R. D. Present [12] (1944), s'appuyant sur le travail de P. Weisz [13] et leurs propres expériences, donnèrent une explication très complète du rôle du constituant polyatomique.

Pour eux, le fait fondamental provient de ce que la molécule polyatomique possède une grande probabilité de prédissociation à partir d'états électroniques excités (elle présente, en effet, un spectre d'absorp-

tion diffus dans l'ultraviolet, région intéressant le fonctionnement du compteur).

La particule ionisante, pénétrant dans le volume sensible du compteur, y produit un certain nombre de paires d'ions. L'avalanche de Townsend se déclenche dans le voisinage immédiat du fil. Ont lieu successivement les processus de coupure suivants :

1° Coupure de l'avalanche initiale (en un temps de l'ordre de 10^{-6} s après la formation des ions primaires). — Les ions positifs formés sont supposés immobiles : leur vitesse de déplacement est en effet plusieurs milliers de fois plus faible que celle des électrons.

A. *Coupure des photons, émis par le gaz rare.* — Ils sont absorbés par les molécules polyatomiques, qui se décomposent sans rayonner. Il semble que ceci évite l'émission de photoélectrons sur le cylindre, très importante au contraire dans le cas des non-autocoupeurs. Ces photons sont responsables de la propagation de la décharge tout le long du fil, de proche en proche. Nous y reviendrons plus loin.

Signalons que les expériences de S. H. Liebson [14], [15], sur des mélanges bromure de méthylène-argon et alcool-argon contredisent ce mécanisme. Les chocs des électrons sur les molécules polyatomiques seraient prépondérants : la vapeur organique empêcherait les photons de se former, l'énergie qu'elle reçoit servant à la décomposer, et elle n'absorberait que très peu les photons produits.

B. *Coupure électrostatique.* — Comme dans le cas des non-autocoupeurs [11], la gaine d'ions positifs formée autour du fil abaisse l'intensité du champ près du fil à une valeur insuffisante pour maintenir des avalanches de Townsend. Pour une différence de potentiel donnée entre le fil et le cylindre, le nombre d'ions nécessaire par décharge pour produire cette coupure, a une valeur donnée; le nombre total de molécules polyatomiques et d'atomes du gaz rare présents dans la gaine positive est alors constant (de l'ordre de 10^{9} à 10^{19} ions pour un compteur de dimensions courantes).

2° Coupure de l'émission secondaire. — La gaine positive, soumise au champ électrique, se déplace vers la cathode et y parvient en un temps de l'ordre de 10^{-4} s. Tous les calculs supposent qu'elle est infiniment mince, mais, en réalité, son épaisseur augmente à mesure qu'elle se rapproche du cylindre. Elle arriverait à occuper plus de la moitié du volume total du compteur [16].

A. Dans le gaz, se produit le *transfert d'électrons*. Le potentiel d'ionisation du constituant polyatomique étant plus faible que celui du gaz rare, un électron peut être transféré par choc d'une molécule polyatomique à un ion du gaz rare. L'excès d'énergie se traduit par l'émission d'un photon, absorbé par le constituant polyatomique [17]. Ce transfert est total, et il n'arrive sur le cylindre que des ions polyatomiques. Le nombre minimum de chocs nécessaire pour opérer un transfert complet dépend d'ailleurs beaucoup de la nature des gaz en présence [18].

Si le potentiel d'ionisation du gaz rare était le plus faible, le transfert se produirait en sens inverse : aucun ion polyatomique n'atteindrait la cathode, l'émission secondaire ne serait pas arrêtée, comme nous allons le voir, et le compteur ne serait plus autocoupeur. C'est, par exemple, le cas des mélanges méthane-xénon [12].

B. Lorsque les ions organiques arrivent à environ 10 Å de la surface du cylindre, il y a *neutralisation* par des électrons extraits du métal. Désignons par I le potentiel d'ionisation du constituant polyatomique, par Φ le travail d'extraction du cylindre : la molécule neutralisée possède l'énergie d'excitation $I - \Phi$.

Élimination de cette énergie d'excitation. — Elle peut s'opérer par les processus suivants :

a. Décomposition de la molécule. — La vie moyenne de la molécule pour ce processus est de l'ordre de 10^{-13} s. Le temps qu'elle met pour atteindre la surface du cylindre étant de l'ordre de 10^{-12} s [19], la probabilité de décomposition est pratiquement égale à l'unité : une molécule sur 10^{9} pourrait atteindre le cylindre avant de se décomposer. Dans le cas, défavorable, où $I - \Phi$ est supérieur à Φ, ceci rend insignifiant le processus d'éjection d'électrons secondaires sur le cylindre, car, même si la molécule a atteint la cathode, c'est-à-dire se trouve dans le domaine des forces de Van der Waals, l'éjection d'un électron (ou l'émission d'un photon), sont encore moins probables que la décomposition.

b. Émission d'un photon. — La vie moyenne de la molécule pour ce processus étant de l'ordre de 10^{-7} s, une molécule sur 10^{6} rayonnera au lieu de se décomposer. L'efficacité photoélectrique des cathodes usuelles étant de l'ordre de 10^{-4} électron par photon, l'émission secondaire qui résulte de ce processus est de 1 électrons pour 10^{10} ions incidents. On peut adopter cette valeur pour représenter l'émission secondaire totale.

La recombinaison de certains de ces électrons secondaires avec des ions arrivant sur le cylindre [16] réduira encore la probabilité d'une nouvelle avalanche.

Compteurs à halogène. — La théorie de leur fonctionnement est due à R. D. Present [20].

Le potentiel d'ionisation I du chlore est de 13,2 V, celui du brome 12,8 V, celui de l'iode 9,7 V, alors qu'il est de 15,68 V pour l'argon, 24,46 V pour l'hélium, 21,74 V pour le néon. Le xénon ne peut convenir avec le chlore et le brome, son potentiel d'ionisation étant de 12,08 V. Pour une cathode dont le travail d'extraction Φ est de 5 V, $I - \Phi$ correspond à 1500 Å pour le chlore, et 1600 Å pour le brome. Dans cette région du spectre, ces deux halogènes présentent un spectre d'absorption continu; il n'y aura donc pas émission secondaire à la cathode. Entre 2 760 et 1750 Å, le spectre d'absorption de l'iode montre plusieurs bandes [21], [22], [23], mais certaines sont fines et accompagnées de fluorescence, ce qui indique l'absence de prédissociation, sauf sous l'action de collisions; or, une prédissociation par collision ne peut arrêter l'émission secondaire sur la cathode

conduisant à l'émission d'un électron secondaire, puisqu'une molécule neutralisée heurtera la paroi bien avant de pouvoir entrer en collision avec une autre molécule. Cependant, si le travail d'extraction de la cathode est de l'ordre de 5 V, I (pour l'iode) est inférieur à $2\,\Phi$ ce qui rend impossible l'éjection d'un nouvel électron de la paroi; l'émission secondaire est arrêtée par la collision de la molécule neutralisée avec une autre molécule. L'iode peut donc convenir aussi bien que le chlore ou le brome; le fluor, trop actif au point de vue chimique, n'est pas utilisé.

D'autre part, la tendance des halogènes à former des ions négatifs est très forte. Pour que le compteur puisse fonctionner, il est nécessaire que les ions négatifs formés soient neutralisés avant que la gaine positive n'atteigne la distance critique, qui correspond à la fin du temps mort (*voir* plus loin). Ceci se réalise de la façon suivante :

1° Immédiatement après l'attachement d'un électron, la molécule d'halogène se dissocie en un ion et un atome neutre. Cet ion atomique, beaucoup plus léger qu'un ion positif moléculaire, se déplace rapidement vers les champs intenses et se trouve neutralisé avant que les ions positifs n'aient atteint la distance critique.

2° Les affinités électroniques des atomes d'halogènes étant inférieures aux potentiels d'ionisation des gaz du compteur, ces ions négatifs peuvent se neutraliser quand ils rencontrent la gaine positive, en transférant par choc leur électron à un ion positif.

La concentration en halogène, qui doit être faible, ne doit pas cependant être trop réduite, les états métastables du gaz rare ne pouvant alors plus être éliminés par collisions. Les pourcentages optima d'halogène correspondent aux concentrations optima — obtenues par F. M. Penning [24] — qui conviennent pour couper les états métastables du gaz rare [25].

Caractéristiques fondamentales.

Dans la suite, nous désignerons par a le diamètre du fil, par b le diamètre du cylindre et par L la longueur efficace du compteur.

Temps de latence. — Il est la somme du temps mis par les électrons initiaux pour se déplacer de leur point origine à la région de champ élevé entourant le fil, et du temps nécessaire pour que la gaine d'ions positifs se propage latéralement le long du fil et transversalement assez loin du fil pour produire une impulsion électrique détectable dans le circuit associé [26], [27], [28].

Il constitue l'une des imperfections du compteur de Geiger vis-à-vis des scintillateurs.

C'est en 1942 que furent faites les premières déterminations du temps de latence : Rossi et Nereson [29], reprenant le principe d'expériences antérieures relatives à des compteurs à coupure externe [30], [31], déterminèrent le temps de latence de compteurs argon-alcool ($L = 20$ cm, $a = 0{,}017$ cm, $b = 2{,}5$ cm) par une méthode de coïncidences retardées. Ils trouvèrent une distribution de Gauss autour d'un retard moyen de $0{,}1\,\mu$ s, pour une surtension de 120 V (surtension = tension de fonctionnement — tension du seuil de Geiger [10]). Des dispositifs de coïncidences retardées furent, dans la suite, très souvent utilisés pour mesurer le temps de latence [26], [27], [32], [33], [34]. Sherwin, pour 9,2 cm d'argon et 0,8 cm d'acétate d'éthyle ($a = 0{,}012$ cm, $b = 2{,}2$ cm) obtient une contribution due au mouvement des électrons de $1{,}1 \cdot 10^{-7}$ s, valeur très supérieure à celle indiquée par le calcul [35]. Pour ce même compteur, le retard dû à la gaine d'ions diminue de $2 \cdot 10^{-7}$ à 10^{-7} s lorsque la surtension augmente de 0 à 250 V.

Les mesures absolues sont peu nombreuses [28], [36], cette dernière référence concernant d'ailleurs des compteurs argon-oxygène, non-autocoupeurs.

Récemment, A. Stevenson a mesuré la vitesse des électrons soumis à un champ électrique dans des mélanges argon-butane et argon-éther [37]. En appliquant ces résultats au temps de latence, on obtient pour des mélanges argon-éther ($a = 0{,}0075$ cm, $b = 1{,}5$ cm) une valeur de l'ordre de $0{,}4 \cdot 10^{-7}$ s [38], [39], qui s'accorde assez bien avec le calcul [40]. Il en résulte que, dans des conditions convenables, des compteurs argon-éther de diamètre suffisamment faible pourraient permettre, par coïncidences, de discriminer des intervalles de temps de l'ordre de 10^{-8} s [41].

Les compteurs à halogène, dont les tensions de fonctionnement sont peu élevées, ne présentent cependant pas l'inconvénient de longs temps de latence, car les ions ont des masses faibles. Loosemore et Sharpe [42], pour un compteur de 20 cm de néon, 0,2 mm d'argon, 0,16 mm de brome ($a = 0{,}012$ cm, $b = 2{,}5$ cm, $L = 19{,}5$ cm) indiquent des temps de latence allant de 3,5 à $9{,}3\,\mu$ s, avec une probabilité maximum de $5{,}3\,\mu$ s.

Propagation de la décharge le long du fil. — C'est la caractéristique fondamentale du fonctionnement dans la région de Geiger. Le temps de propagation est faible vis-à-vis de la durée de l'impulsion, mais il peut devenir gênant dans des mesures de coïncidences nécessitant des temps de résolution de l'ordre de 10^{-7} s [31].

Vitesse de propagation. — Les premières mesures datent de 1942 [43] : elles indiquent une vitesse de l'ordre de 10 cm/μ s. Hill et Dunworth [44], irradiant une extrémité d'un compteur long de 1 m, mesurèrent le retard entre les deux impulsions obtenues aux deux extrémités sur deux cathodes coupées; les vitesses sont comprises entre 3 et 20 cm/μ s (alcool : 0,5 cm de mercure, avec argon ou hélium, $a = 0{,}02$ cm, $b = 1{,}9$ cm). Leurs résultats furent confirmés par Knowles et all. [45]. Alder et all. [46], par une méthode très ingénieuse, obtinrent 8,35 cm/μ s à 1100 V pour un remplissage de 1,6 cm d'alcool et 6,4 cm d'argon ($a = 0{,}015$ cm, $b = 1{,}8$ cm).

Par contre, Wantuch [47] a obtenu des valeurs plus faibles (50 pour 100) que celles des auteurs précédents.

Wilkinson [48], supposant que la décharge est propagée par des photons, a établi la formule théorique donnant la vitesse de cette propagation :

$$v = \frac{4}{\pi}\left[1 - \frac{1}{2}e^{m}\right]\left[\frac{e^{m} - 1}{\mathrm{Log}_e\left[\frac{Q_0\,\varepsilon}{e'}\right][1 - e^{-m}]^2}\right]^{\frac{1}{2}} v_e,$$

où $m = \frac{Q}{Q_0}$, Q, charge développée par la décharge Q_0, charge initiale portée par le fil; e', charge de l'électron; v_e, vitesse moyenne de l'électron dans le

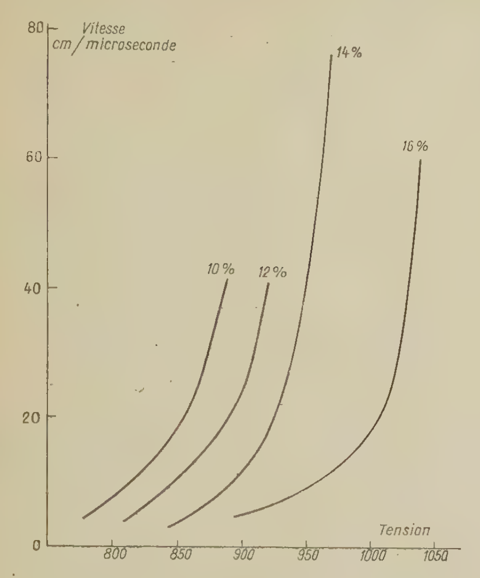


Fig. 2. — Vitesse de la décharge en fonction de la tension pour différents pourcentages d'alcool. La pression totale est maintenue égale à 10 cm de mercure [49].

voisinage immédiat du fil; ε, probabilité par ion pour que l'avalanche donne naissance à une nouvelle avalanche.

Ce résultat a été vérifié expérimentalement [49] sur un compteur argon-alcool ($a = 0{,}0075$ cm, $b = 1$ cm). La formule semble exacte, sauf pour des vitesses très élevées, où les valeurs prévues par Wilkinson seraient beaucoup trop faibles.

Mécanisme de la propagation. — On admet, en général, que la propagation est due aux photons de l'avalanche initiale qui, photoionisant le gaz au voisinage de cette avalanche, produisent ainsi une série de cascades, de proche en proche, le long du fil [48].

On a cherché à déterminer jusqu'à quelle distance du fil avait lieu cette photoionisation. Stever [50], [51], a montré qu'une perle de verre placée sur le fil arrête la propagation de la décharge. Une perle de 0,5 mm de diamètre, placée sur un fil de 0,2 mm de diamètre, arrête totalement la décharge (9 cm d'argon et 1 cm de xylol) : la région active serait localisée au voisinage du fil. Signalons que Stever utilisait des cathodes de cuivre traitées à NO_2, qui ont un travail d'extraction élevé. Wilkening et Kanne [52], puis Nawijn [53], confirmèrent ces résultats et étudièrent systématiquement les diverses formes de barrières pour la décharge. Weisz [13], d'autre part, considère que l'absorption des photons est totale à une distance appréciable du fil.

Par contre, les expériences de Craggs et Jaffe sur des compteurs argon-alcool [54], [55], celles de Craggs, Jaffe et Balakrishnan sur des compteurs méthane et méthane-argon [56] contredisent totalement ce schéma : l'absorption des photons serait au contraire très faible et la propagation de la décharge serait due en majeure partie à un effet sur la cathode et non dans le gaz; le mécanisme serait analogue à celui des non-autocoupeurs, où la décharge se propage par émission de photoélectrons sur le cylindre [57], [58].

Le travail d'extraction des cathodes dépend beaucoup du traitement chimique qu'on leur fait subir [59]. Craggs et all. estiment que les potentiels d'ionisation élevés des cathodes utilisées dans les expériences antérieures n'auraient pas permis l'effet à la cathode, alors que les cathodes de leurs compteurs auraient un travail d'extraction beaucoup plus faible.

Temps mort. — C'est le temps après le seuil de l'impulsion durant lequel le compteur reste totalement insensible. Il ne faut pas le confondre avec le temps de résolution qui correspond au seuil de sensibilité du circuit associé (*fig.* 3).

Dans les compteurs à coupure externe, le temps mort est inférieur à la durée de la chute de tension dans la résistance R (*fig.* 1). Il en résulte un temps de résolution total important, d'où est venue l'appellation incorrecte de compteurs « lents ». Les compteurs autocoupeurs fonctionnent au contraire avec des circuits de grande résolution, et leur temps mort est facile à mesurer.

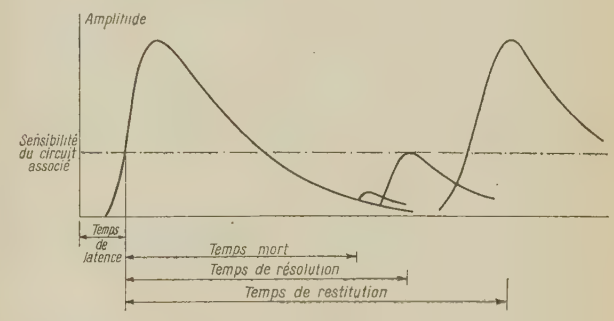


Fig. 3. — Représentation graphique de la succession des impulsions (origine des temps = ionisation initiale). Échelle non respectée.

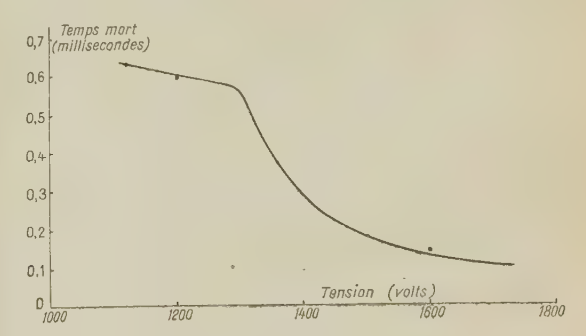


Fig. 4. — Temps mort en fonction de la tension pour $L = 37{,}5$ cm, $a = 0{,}005$ cm, $b = 2{,}9$ cm (9 cm d'argon, 1 cm d'alcool éthylique).

Les premières expériences furent faites par Stever [51]. Il montra que le temps mort est celui que prend la gaine positive pour arriver à une certaine distance du fil, « distance critique », pour laquelle

le champ près du fil revient à une valeur suffisante pour que puisse se déclencher une nouvelle avalanche de Townsend. Une théorie très voisine a été présentée en même temps par Van Gemert et all. [60]. Elle a été précisée, depuis, pour le cas de taux de comptage élevés [61]. L'expérience s'accorde bien avec le calcul. Le temps mort est de plusieurs centaines de microsecondes [62].

Le temps mort a pour effet que le nombre de coups enregistré est inférieur au nombre réel de phénomènes ionisants. Les corrections de temps mort sont pénibles et parfois incertaines [63], [64], [65], [66].

De plus, le temps mort dépend du taux de comptage; il en résulte une difficulté supplémentaire [67].

Ces imperfections ont conduit à imaginer des dispositifs ingénieux. On peut maintenir constant le temps mort, quel que soit le taux de comptage, en abaissant le potentiel du fil au-dessous du seuil de Geiger pendant plusieurs microsecondes après chaque impulsion [68].

J. A. Simpson [69] propose un circuit permettant de porter le fil à une tension négative immédiatement après formation de la décharge : les ions positifs sont éliminés sur le fil en un temps de l'ordre de $10\,\mu$ s; le temps mort s'en trouve notablement amélioré. On a, dans la suite, simplifié ce type de circuit [27], [70].

Collinge [71], [72], par des expériences basées sur le principe de celles de Simpson [69], a montré que l'impulsion négative rapide envoyée sur le fil arrête la propagation de la décharge : il y a localisation de la gaine d'ions, et certaines régions du compteur, non touchées par la décharge, peuvent donner de nouvelles impulsions. Cette conclusion est en accord avec les travaux de Smith [73], Hodson (*voir* [73]) et Elliot [74].

De tels circuits ont été simplifiés par Forter et Ramsey [75] : on peut limiter à une longueur de 1 cm la décharge dans un compteur de 20 cm. Ce dispositif limite à $1\,\mu$ s le temps mort pour la région du fil non touchée par la décharge.

Forme de l'impulsion sur le fil. — Le temps de latence, le temps mort et l'impulsion sont liés, puisqu'ils sont fonction de la collection des électrons sur le fil et du mouvement de la gaine positive.

Dans la région de Geiger, les impulsions sont de taille constante, quelle que soit l'ionisation initiale : le seuil de Geiger V_0 correspond à une égalisation totale.

Ramsey et Hudspeth [59] montrèrent que la hauteur d'impulsion est proportionnelle à la longueur du compteur, alors que, dans les non-autocoupeurs, l'impulsion reste de taille constante pour une longueur inférieure à une certaine valeur, fonction du type de compteur et de la capacité liée au fil [76].

Wilkinson [48] a calculé Q et $m = \frac{Q}{Q_0}$ (*voir* plus haut) en fonction de la surtension. La courbe donnant Q est constituée par deux droites se coupant pour $m = 1$ (*fig.* 5).

Pour $m = 1$, le champ sur le fil est réduit de façon telle que des avalanches ultérieures ne peuvent plus survenir. Le rapport des deux droites représentant m en fonction de la surtension est d'environ 0,5, ce qui s'accorde bien avec l'expérience [43], [55], [60].

La contribution des électrons à l'impulsion semble très faible [28]. Wilkinson l'évalue à 3 pour 100 [48].

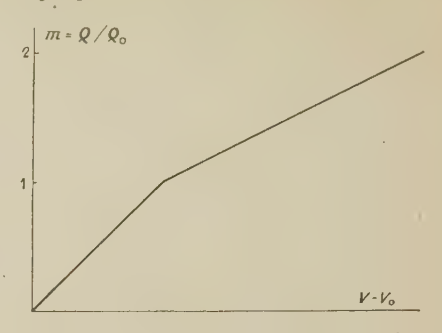


Fig. 5. — Courbe donnant $m = \frac{Q}{Q_0}$ en fonction de la surtension [48].

Par contre, Kelley, Jordan et Bell estiment que les électrons contribuent pour 50 pour 100 à l'énergie totale de l'impulsion. La gaine positive pourrait avoir un rayon moyen égal à 10 à 15 fois le rayon du fil [77].

Lorsque la constante de temps du circuit associé au compteur n'est pas négligeable devant le temps de transit des ions, elle modifie la forme de décroissance de l'impulsion : *voir* C. D. Thomas [78], [79].

Ramsey a étudié la relation existant entre le courant et le temps lorsque l'impulsion provient de un ou de plusieurs centres initiaux [80].

Signalons enfin que le front de l'impulsion est d'autant plus raide que la trajectoire de la particule ionisante, si elle est pénétrante, forme un angle plus faible avec l'axe du compteur (ceci étant dû à la propagation de la décharge). Un circuit sélectionnant les impulsions ayant le front le plus raide, permettra d'enregistrer uniquement des particules se propageant dans l'axe du compteur; on obtient un effet directif intéressant [81].

Courbe du plateau. — Elle caractérise les performances du compteur. Le comptage débute à une tension V_d de démarrage, située dans la région de

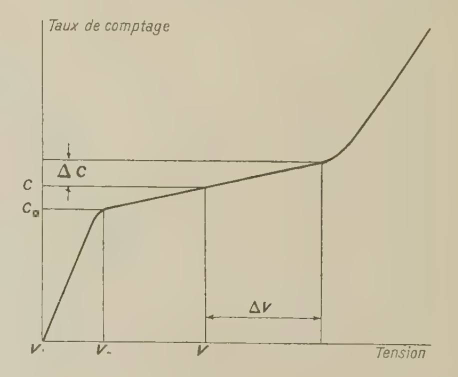


Fig. 6. — Courbe du plateau.

proportionnalité limitée qui correspond au seuil de sensibilité du circuit associé, puis augmente rapidement jusqu'au seuil V_0 de Geiger. Le plateau est

construit pour une irradiation déterminée et un circuit de comptage donné (*fig.* 6).

On appelle pente relative P, ou pente, pour la tension V, l'augmentation en pourcentage du taux de comptage pour une augmentation de 100 V de la sension à partir de V :

$$P = 100 \frac{\frac{\Delta C}{C}}{\Delta V}.$$

La pente normalisée P_n est le coefficient angulaire $\frac{\Delta C}{\Delta V}$ du plateau divisé par le rapport $\frac{C_0}{V_0}$ du taux de comptage à la tension pour le seuil de Geiger :

$$P_n = \frac{\frac{\Delta C}{\Delta V}}{\frac{C_0}{V_0}} = \frac{\frac{\Delta C}{C_0}}{\frac{\Delta V}{V_0}}.$$

Influence du mélange gazeux. — Le seuil V_0 dépend fortement de la nature du remplissage et de la concentration en constituant polyatomique. La question a été étudiée en détail pour les carbures saturés par P. Weisz [82]. Brown et Maroni [83] ont montré que la pente, due à des impulsions parasites, est liée au nombre d'ions négatifs produits par la dissociation moléculaire du gaz de coupure à la cathode, et à l'attachement électronique à l'intérieur du gaz. Ils classent en trois groupes les constituants de coupure :

1° Ceux où il n'y a pratiquement pas formation d'ions négatifs. Les plateaux, de pente faible, ont une pente indépendante à la fois des concentrations en gaz rare et en constituant polyatomique (benzène, alcool, éthylique, alcool méthylique, acétone, acétate d'isoamyle, etc.).

2° Ceux formant des ions négatifs par dissociation des ions positifs à la cathode (méthane, ammoniac, tétrachlorure de carbone). Les pentes sont indépendantes de la concentration en constituant polyatomique, mais dépendent de la nature du gaz rare.

3° Ceux formant des ions négatifs par attachement électronique dans le gaz (halogènes). La pente augmente avec la concentration du constituant de coupure et dépend de la nature du gaz rare.

Cette conception de l'origine des impulsions parasites est partiellement vérifiée dans les études de la répartition dans le temps du nombre d'impulsions parasites consécutives à l'impulsion initiale. On a observé une série de maxima [68]; il semble, d'après un travail récent de Willard et C. G. Montgomery, qu'il n'y ait que deux maxima [84], ce qui a été confirmé depuis par une méthode différente [85]. Le premier maximum serait dû aux ions négatifs formés dans le volume du compteur, et le second aux ions négatifs formés sur le cylindre à l'arrivée de la gaine positive.

Les composés organiques les plus utilisés sont l'éthanol, le méthanol, le méthylal, l'éther [86], le formiate d'éthyle [87], mais toute vapeur possédant une tension de vapeur suffisante peut convenir [88]. Parmi les gaz organiques, signalons l'éthylène [89], donnant des compteurs stables vis-à-vis de la température.

Le tétraméthylplomb permet d'obtenir des compteurs de bonne efficacité, résistant à des taux de comptage élevés [90], mais les halogènes les ont totalement détrônés. Pour les caractéristiques des compteurs à halogène, *voir* [91], [92].

L'addition de très faibles quantités de gaz susceptibles de former des ions négatifs a une forte influence sur le plateau. Spatz [93], constatant que la pente de compteurs argon-alcool augmentait avec la concentration en alcool, attribuait cet effet à l'air dissous dans l'alcool. La contamination de compteurs argon-alcool par l'air et surtout l'oxyde de carbone est très marquée [94] : une pression d'air de 1 cm de mercure fait disparaître le plateau; 0,5 mm de mercure d'oxyde de carbone équivaut à 6 mm d'air.

Influence de la température. — Les premières études concernent des remplissages argon-alcool et méthane [93], [95]. L'alcool ne donne de plateaux acceptables qu'entre 0 et 50° environ. L'éther et le méthylal donnent, à ce point de vue, des résultats beaucoup plus satisfaisants [96], [97].

La détérioration du compteur à basse température serait due à une condensation partielle du constituant polyatomique. Sa détérioration à température élevée ne proviendrait pas d'une diminution du potentiel d'extraction de la cathode [98]. Certains auteurs estiment qu'elle est due à la destruction par élévation de la température, d'un film de composé polyatomique formé sur le cylindre [99], d'autres l'attribuent à l'effet parasite, croissant avec la température, des quelques atomes de mercure contenus dans le mélange gazeux et provenant du banc de remplissage [100].

Les halogènes, non condensables aux pressions où on les utilise, donnent des compteurs de grande stabilité (entre — 70 et + 70° par exemple).

Influence du nombre de coups subis. — La théorie de Korff et Present [12] prévoit qu'au bout de 10^9 à 10^{10} coups, le nombre de molécules polyatomiques contenues dans le mélange deviendra insuffisant pour permettre l'autocoupure. On a vérifié ces prévisions sur un grand nombre de vapeurs (alcools, aldéhydes, éther, acétate d'éthyle). Citons les travaux de Spatz [93] sur des mélanges argon-alcool, Friedland sur des remplissages argon-acétate d'éthyle [101], [102], Brown, Harris et Klein [103] sur l'éthylène, l'acétate d'amyle, le butène-1. Friedland a déterminé avec une certaine précision, au spectrographe de masse, la nature et la concentration des produits de décomposition.

Le méthane fait exception, avec un « temps de vie » de 10^7 à 10^8 coups. L'arrêt du fonctionnement serait dû à un dépôt d'hydrocarbures lourds sur le cylindre, sans modification sensible de la pression à l'intérieur du compteur [104], [105].

Les circuits, déjà signalés, de Putman [68], Elliot [74], Porter et Ramsey [75], etc. permettent d'augmenter la vie du compteur, puisqu'ils limitent le nombre de molécules détruites par décharge.

Pour éliminer le vieillissement, on a cherché des gaz ou vapeurs de coupure susceptibles de se régé-

nérer à mesure de leur destruction. On a préconisé l'ammoniac, seul (10 cm de mercure) ou mélangé à l'argon (15 cm de mercure, avec 80 pour 100 d'ammoniac). Il n'y a pas d'altération après 3.10^{10} coups [106]. Ces compteurs ont hélas des caractéristiques médiocres. Il y aurait dépôt sur le cylindre d'un film photosensible, mais ce phénomène serait freiné par la réaction de synthèse entre l'azote et l'hydrogène; il y aurait finalement un équilibre [107].

La meilleure solution consiste à utiliser des gaz permanents électronégatifs, donnant le fonctionnement prévu par Present [20]. D'après L. G. Shore [108], des mélanges en proportions convenables d'argon-xénon-oxygène-azote seraient autocoupeurs. Ces résultats sont extrêmement sujets à caution [109]. Les halogènes apportent la solution, le seul danger de vieillissement provenant d'une action chimique possible sur les électrodes. On a constaté [103] un excellent fonctionnement après $3,5.10^{10}$ coups. La stabilité dans le temps des compteurs à brome a été confirmée par Gimenez et Labeyrie [92].

On peut rattacher à ce mécanisme les effets sur le plateau d'une décharge continue prolongée. Le nombre de coups, très élevé immédiatement après la décharge, diminue progressivement et le plateau revient lentement à la normale [105], [110].

Influence des électrodes. — *Leurs diamètres*. — Le diamètre a du fil joue un rôle très important. Avec $b = 2,5$ cm, une augmentation de a de 0,3 à 0,5 mm diminue considérablement la longueur du plateau (1 cm d'alcool, 10 cm d'argon) [111]. Pour une valeur de b donnée, il existe une valeur de a optimum [110]. Cette question a été étudiée théoriquement par Wilkinson [48].

Signalons que la valeur de b influe beaucoup sur la quantité minimum de constituant polyatomique nécessaire pour arrêter l'émission secondaire [18].

La nature du cylindre. — Une couche d'oxyde sur le cylindre a pour effet une émission électronique retardée [112]; il en résulte des décharges parasites qui augmentent la pente du plateau. C'est particulièrement le cas de l'aluminium, qu'il est nécessaire de couvrir d'une mince couche de cuivre [111]. D'une façon générale, il est nécessaire que les électrodes soient propres et sans aspérités. La nature superficielle du cylindre est capitale en présence d'halogènes : il doit résister non seulement à l'action chimique des atomes mais aussi à celle des ions halogènes [113], [114].

Compteurs de types particuliers.

Nous n'aborderons pas les techniques de construction et de remplissage : *voir* [7]. Il faut cependant insister sur l'importance qu'il y a à éviter les distorsions du champ aux extrémités du compteur, de façon à bien définir le volume efficace; on utilise habituellement des électrodes de garde. Un dispositif excellent consiste à entourer l'électrode de garde d'un tube métallique coaxial, placé à un potentiel convenable, intermédiaire entre ceux du cylindre et du fil. Les effets d'extrémité sont ainsi totalement éliminés [115]. La longueur de ce tube peut ne pas dépasser le rayon du cylindre. Les tubes de garde en verre sont à éviter [116].

Nous dirons quelques mots des compteurs de types particuliers, sans décrire les compteurs à pointe, maintenant peu utilisés, et les compteurs à fenêtre terminale (du type « cloche ») dont le fonctionnement est identique à celui des tubes usuels.

Compteurs à fil perlé. — Ils ont été étudiés systématiquement par Curran et Rae [117]. Les perles ont pour effet de réduire le champ dans leur voisinage, ce qui entraîne la localisation de la décharge.

De tels compteurs, à cathodes coupées, ont un effet directif pour des particules pénétrantes les traversant parallèlement à l'axe, si l'on utilise un circuit discriminant les impulsions dues à toutes les sections de celles dues à un nombre incomplet de sections [50], [118].

Dans le cas où l'ionisation primaire ne s'étend pas sur une grande longueur d'anode, ces compteurs peuvent être supérieurs aux compteurs classiques. C'est particulièrement le cas des rayons X [119].

Compteurs à grille. — Ils comportent une grille cylindrique intermédiaire entre le cylindre et le fil et coaxiale. Ils sont dus à Korff et Ramsey [120], [121] et à W. F. Libby [122]. La grille est portée à un potentiel supérieur de quelques dizaines de volts à celui du cylindre. On obtient une tension de fonctionnement très réduite, un temps de résolution plus faible, sans diminuer le volume efficace. Par exemple, un compteur contenant 1,5 cm d'alcool et 7 cm d'argon ($L = 31$ cm, $a = 0,0075$ cm, $b = 7,5$ cm) fonctionne à 550 V avec une tension de 20 V entre la grille et le cylindre (sans grille : 1450V).

Ces compteurs, de construction difficile et couteuse, sont maintenant totalement supplantés par les compteurs à halogène, qui présentent les mêmes avantages.

Ce type de compteurs est à rapprocher de ceux où l'on introduit, entre le fil et le cylindre, une série d'anneaux métalliques concentriques, portés à une tension convenable; l'efficacité aux γ serait ainsi augmentée [123].

Les grilles ne sont plus utilisées que comme cathodes, de façon à favoriser l'accès dans le volume efficace des particules ionisantes [9], [124], [125].

Cathodes de formes particulières. — On utilise parfois des compteurs cylindriques à section droite carrée ou rectangulaire. Ils sont dus à Curran et Reid [126] qui étudièrent en particulier les effets obtenus en désaxant le fil et en introduisant plusieurs fils. On les utilise comme compteurs d'efficacité élevée pour γ [127], [128]. Le temps de latence d'un compteur alcool (1 cm); argon (9 cm), long de 20 cm et dont la section droite mesure 10 cm sur 1,25 cm ($a = 0,02$ cm) est de l'ordre de 2.10^{-7} s [129]. Sur de tels compteurs, il est facile de construire des fenêtres latérales perméables aux β de faible énergie [130].

On a également construit des compteurs de forme sphérique dont l'anode est une boucle. Ils trouvent

une application dans certaines expériences de coïncidences [131], [132].

Pour des mesures d'intensité de sources radioactives, les compteurs usuels ont l'inconvénient d'un angle solide limité; les dispositifs permettant d'introduire la source à l'intérieur du compteur sont incommodes [133]; on obtient une augmentation d'angle solide avec des compteurs de forme circulaire dont la source occupe le centre [134]. On peut aussi utiliser un système de compteurs en parallèle, placés entre deux cylindres coaxiaux, la source étant placée sur l'axe [135].

Signalons enfin un compteur en forme d'anneau cylindrique [136] remplaçant le système classique d'anticoïncidence hexagonal à six compteurs [137] destiné à réduire le fond d'un compteur placé sur l'axe de cet hexagone.

Compteurs dits « à cathode externe ».

Leur facilité de construction, leur faible prix de revient, leur stabilité, rendent ces compteurs très intéressants dans de nombreuses applications.

R. Maze [138] a introduit ce nouveau type de compteur dont la cathode est un tube de verre blanc (relativement conducteur), épais de 0,6 à 1 mm et recouvert extérieurement d'une couche conductrice de graphite. C'est la surface interne du verre qui joue le rôle de cathode : elle se charge aussi uniformément que s'il existait une couche conductrice. Tout se passe comme s'il existait entre l'intérieur et la masse un système résistance R-capacité C en parallèle (*fig.* 7).

Si l'on désigne par e l'épaisseur du verre (cm)

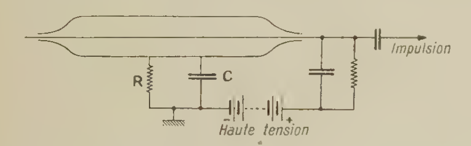


Fig. 7. — Circuit équivalant au compteur du type Maze.

par A la surface graphitée (cm²), par ρ la résistivité du verre (Ω/cm²), par ε sa constante diélectrique (u. e. s.) :

$$R = \frac{\rho e}{A}\ \Omega, \qquad C = \frac{0{,}088\,\varepsilon A}{e}\ \text{u. e. s.}$$

La constante de temps du compteur est

$$\theta = RC = 0{,}08\,\varepsilon\rho \,.\, 10^{-12}\ \text{s}.$$

Elle est indépendante de ses dimensions.

Pour un compteur de dimensions moyennes (e = 1,5 mm, A = 500 cm²) [139] :

	ρ (Ω/cm³).	ε (u. e. s.).	θ.	R (Ω).	C (u. e. s.).
Verre blanc.	5.10^{11}	6	0,25 s	$1,5.10^{8}$	1500
Pyrex.......	10^{17}	4	10 h	$3\ .10^{13}$	1000

Ces compteurs supportent sans dommages des décharges continues à des tensions très élevées.

On a, depuis, simplifié la construction de ces compteurs [140], qui deviennent extrêmement peu coûteux (*fig.* 8).

La longueur efficace peut être définie avec précision [141]. Ces compteurs peuvent porter une fenêtre terminale en verre soufflé [142], permettant la détection des α.

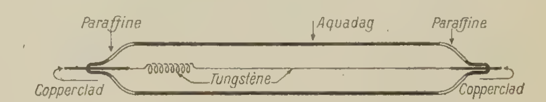


Fig. 8. — Compteur du type Mac Knight et Chasson [140].

Leur mécanisme est le même que celui des compteurs à cathode interne métallique, comme l'ont montré en particulier des études sur la propagation de la décharge [143] et sur la vie des compteurs à méthane [105].

Le méthylal donne un excellent fonctionnement à basse température (— 20°) [96], [97], bien que l'on puisse craindre alors la diminution de conductibilité du verre [144], qui donnerait des effets analogues à ceux obtenus à la température ambiante avec des compteurs du type Maze en pyrex [145], [146]. Ils ont, à température élevée, le même comportement que les compteurs classiques [100], [147], [148].

Labeyrie [149] a construit un compteur de ce type, d'efficacité élevée aux γ, avec un dépôt interne de ferronickel (seuil à 3 600 Å réponse maximum à 2 500 Å, avec une impulsion pour 1000 photons).

On peut adapter ces compteurs au dosage de gaz radioactifs, et particulièrement du tritium [150], [151].

Ces compteurs sont utilisables sans difficulté particulière, en comptage proportionnel [139], [152].

Je remercie M. l'Ingénieur principal Viennet, chef du Service de Documentation de la S. E. F. T., dont la grande amabilité m'a permis de grouper une importante partie des articles cités dans cet exposé.

Manuscrit reçu le 30 décembre 1952.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] Rutherford E. et Geiger H. — *Proc. Phys. Soc.*, 1908, **81**, 141.
[2] Geiger H. et Muller W. — *Physik Z.*, 1928, **29**, 839.
[3] Trost A. — *Z. Physik*, 1937, **105**, 399.
[4] Korff S. A. — Electron and nuclear counters, theorie and use, D. Van Nostrand, 1946.
[5] Bothe W. — *Naturwiss.*, 1942, **40**, 593.
[6] Rossi B. et Staub H. — Ionisation chambers and

counters, Mc Graw-Hill Book Company, New-York, 1949.
[7] Curran S. C. et Craggs J. D. — Counting tubes, theory and applications, Butterworths Scientific Publications, Londres, 1949.
[8] Wilkinson D. H. — Cambridge Monographs on Physics : Ionisation chambers and counters, Cambridge University Press, 1950.
[9] Blanc D., Detoeuf J. F. et Maignan P. — *J. Physique Rad.*, 1952, **11**, 571. 13
[10] Collectif. — *Proc. Inst. Rad. Eng.*, 1952, **40**, 924.
[11] Montgomery C. G. et Montgomery D. D. — *Phys. Rev.*, 1940, **57**, 1034.
[12] Korff S. A. et Present R. D. — *Phys. Rev.*, 1944, **65**, 274.
[13] Weisz P. — *Phys. Rev.*, 1942, **62**, 477.
[14] Liebson S. H. — *Phys. Rev.*, 1947, **72**, 187.
[15] Liebson S. H. — *Phys. Rev.*, 1947, **72**, 602.
[16] Wilkinson D. H. — *Rev. Sc. Instr.*, 1952, **23**, 463.
[17] Kallman H. et Rosen B. — *Z. Physik*, 1930, **61**, 61.
[18] Krumbein A. D. — *Rev. Sc. Instr.*, 1951, **22**, 821.
[19] Oliphant M. L. E. et Moon P. B. — *Proc. Phys. Soc.*, A. 1930, **127**, 388.
[20] Present R. D. — *Phys. Rev.*, 1947, **72**, 243.
[21] Oldenberg O. — *Z. Physik*, 1924, **25**, 136.
[22] Pringsheim P. et Rosen B. — *Z. Physik*, 1928, **50**, 1.
[23] Warren D. T. — *Phys. Rev.*, 1935, **47**, 1.
[24] Penning F. M. — *Z. Physik*, 1927, **46**, 335.
[25] Liebson S. H. et Friedman H. — *Rev. Sc. Instr.*, 1948, **19**, 303.
[26] Sherwin C. W. — *Phys. Rev.*, 1947, **71**, 749.
[27] Sherwin C. W. — *Rev. Sc. Instr.*, 1948, **19**, 111.
[28] Laufer A. R. — *Rev. Sc. Instr.*, 1950, **21**, 252.
[29] Rossi B. et Nereson N. — *Phys. Rev.*, 1942, **62**, 417.
[30] Montgomery C. G., Ramsey W. E., Cowie D. B. et Montgomery D. D. — *Phys. Rev.*, 1939, **56**, 635.
[31] Dunworth J. V. — *Nature*, 1939, **144**, 152.
[32] Bittencourt P. T. et Goldhaber M. — *Phys. Rev.*, 1946, **70**, 780.
[33] Ticho H. K. — *Rev. Sc. Instr.*, 1947, **18**, 271.
[34] Den Hartog M., Muller F. et Verster. — *Physica*, 1947, **13**, 281.
[35] Korff S. A. — *Phys. Rev.*, 1947, **72**, 477.
[36] Montgomery C. G. et Montgomery D. D. — *Rev. Sc. Instr.*, 1947, **18**, 411.
[37] Stevenson A. — *Rev. Sc. Instr.*, 1952, **23**, 93.
[38] Stevenson A. — *Rev. Sc. Instr.*, 1952, **23**, 94.
[39] Porter W. C. et Ramsey W. E. — *Rev. Sc. Instr.*, 1952, **23**, 95.
[40] Ramsey W. E. — *Rev. Sc. Instr.*, 1952, **23**, 95.
[41] Mandeville C. E. — *Rev. Sc. Instr.*, 1952, **23**, 94.
[42] Loosemore W. R. et Sharpe J. — *Nature*, 1951, **167**, 600.
[43] Van Gemert A. G. M., Den Hartog M. et Muller F. — *Physica*, 1942, **9**, 556.
[44] Hill J. M. et Dunworth J. V. — *Nature*, 1946, **158**, 833.
[45] Knowles A. J., Balakrishnan C. et Craggs J. D. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 627.
[46] Alder F., Baldinger E., Huber P. et Metzger F. — *Helv. Phys. Acta*, 1947, **20**, 73.
[47] Wantuch E. — *Phys. Rev.*, 1947, **71**, 646.
[48] Wilkinson D. H. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 1417.
[49] Saltzmann H. et Montgomery C. G. — *Rev. Sc. Instr.*, 1950, **21**, 548.
[50] Stever H. G. — *Phys. Rev.*, 1941, **59**, 765.
[51] Stever H. G. — *Phys. Rev.*, 1942, **61**, 38.
[52] Wilkening M. H. et Kanne W. R. — *Phys. Rev.*, 1942, **62**, 534.
[53] Nawijn A. — Het Gasontladings Mechanisme van den G. M. Teller, Drukkerij-Hoogland, Delft, 1943, p. 52.
[54] Craggs J. D. et Jaffe A. A. — *Nature*, 1947, **159**, 369.
[55] Craggs J. D. et Jaffe A. A. — *Phys. Rev.*, 1947, **72**, 784.
[56] Balakrishnan C., Craggs J. D. et Jaffe A. A. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 410.
[57] Colli L., Facchini U. et Gatti E. — *Phys. Rev.*, 1950, **80**, 92.
[58] Colli L., Facchini U. et Gatti E. — *Phys. Rev.*, 1951, **84**, 606.
[59] Ramsey W. E. et Hudspeth E. L. — *Phys. Rev.*, 1942, **61**, 95.
[60] Van Gemert A. G. M., Den Hartog M. et Muller F. A. — *Physica*, 1942, **9**, 658.
[61] Den Hartog M. et Muller F. A. — *Physica*, 1950, **16**, 17.
[62] Curran S. C. et Rae E. R. — *Rev. Sc. Instr.*, 1947, **18**, 871.
[63] Blackman M. et Michiels J. L. — *Proc. Phys. Soc.*, 1948, **60**, 549.
[64] Clarck C. E. — *Rev. Sc. Instr.*, 1949, **20**, 51.
[65] Andrews H. L. — *Rev. Sc. Instr.*, 1950, **21**, 191.
[66] Laslett L. J. — *Phys. Rev.*, 1947, **71**, 144.
[67] Kohman T. P. — Atomic Energy Declassified Report, 1945, M. D. D. C. 905.
[68] Putman J. L. — *Proc. Phys. Soc.*, 1948, **61**, 312.
[69] Simpson J. A. — *Phys. Rev.*, 1944, **66**, 39.
[70] Hodson A. L. — *J. Sc. Instr.*, 1948, **25**, 11.
[71] Collinge B. — *Nature*, 1948, **162**, 853.
[72] Collinge B. — *Proc. Phys. Soc.*, 1950, **63**-B, 15.
[73] Smith P. B. — *Rev. Sc. Instr.*, 1948, **19**, 453.
[74] Elliot H. — *Proc. Phys. Soc.*, 1949, **62**-A, 369.
[75] Porter W. C. et Ramsey W. E. — *J. Frank. Inst.*, 1952, **254**, 153.
[76] Ramsey W. E. et Lees W. L. — *Phys. Rev.*, 1941, **60**, 411.
[77] Kelley G. G., Jordan W. H. et Bell P. R. — *Rev. Sc. Instr.*, 1950, **21**, 330.
[78] Thomas C. D. — *Phys. Rev.*, 1948, **73**, 1227.
[79] Thomas C. D. — *Rev. Sc. Instr.*, 1949, **20**, 147.
[80] Ramsey W. E. — *Phys. Rev.*, 1951, **83**, 242.
[81] Rogozinski A. — *C. R. Acad. Sc.*, 1951, **233**, 426.
[82] Weisz P. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 1807.
[83] Brown S. C. et Maroni C. — *Rev. Sc. Instr.*, 1950, **21**, 241.
[84] Willard D. et Montgomery C. G. — *Rev. Sc. Instr.*, 1950, **21**, 520.
[85] Kupperian J. E. Jr, Murray P. C. et Feeny H. — *Rev. Sc. Instr.*, 1951, **22**, 60.
[86] Robinson C. V. et Peterson R. E. — *Rev. Sc. Instr.*, 1948, **19**, 911.
[87] Jenkins R. O. et Taylor R. W. — *J. Sc. Instr.*, 1950, **27**, 254.
[88] Der Mateosian E. et Friedman H. — *Phys. Rev.*, 1946, **69**, 689.
[89] Morganstern K. H., Cowan C. L. et Hughes A. L. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 499.
[90] Meaker C. L., Wu C. S. et Rainwater L. J. — *Phys. Rev.*, 1948, **73**, 1240.
[91] Le Croisette D. H. et Yarwood J. — *J. Sc. Instr.*, 1951, **28**, 225.
[92] Gimenez C. et Labeyrie J. — *Nuovo Cimento*, 1952, **9**, n° 2, 1.
[93] Spatz W. D. B. — *Phys. Rev.*, 1943, **64**, 236.
[94] Nevin T. E., Mac Musker C. B. A. et Porter N. A. — *Nature*, 1952, **170**, 4325, 501.
[95] Korff S. A., Spatz W. D. B. et Hilberry N. — *Rev. Sc. Instr.*, 1942, **13**, 127.
[96] Daudin A. et Daudin J. — *J. Physique Rad.*, 1951, **12**, 564.
[97] Fauny G., Fauny M. et Scherer M. — *J. Physique Rad.*, 1951, **12**, 954.
[98] Kimura M. — *Phys. Rev.*, 1950, **80**, 761.
[99] Tanyel B. — *Phys. Rev.*, 1950, **77**, 843.
[100] Parkash O. M. — *Phys. Rev.*, 1950, **80**, 303.
[101] Friedland S. S. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 898.
[102] Friedland S. S. et Katsenstein H. S. — *Phys. Rev.*, 1951, **84**, 591.

[103] Brown F. W. III, Harris P. J. et Klein A. L. — *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1949, **24**, 2-9.
[104] Farmer E. C. et Brown S. C. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 902.
[105] Blanc D. — *J. Physique Rad.*, 1949, **10**, 411.
[106] Korff S. A. et Krumbein A. D. — *Phys. Rev.*, 1949, **76**, 1412.
[107] Neuert H. et Geerk J. — *Ann. Physik*, 1950, **8**, 93.
[108] Shore L. G. — *Rev. Sc. Instr.*, 1949, **20**, 956.
[109] Riedel O. — *Z. Naturforsch.*, 1950, **5** *a*, 331.
[110] Chaudhri M. et Fenton A. G. — *Proc. Phys. Soc.*, 1948, **60**, 338.
[111] Craggs J. D., Bosley W. et Jaffe A. A. — *J. Sc. Instr.*, 1948, **25**, 67.
[112] Jones L. — *Proc. Phys. Soc.*, 1949, **62** B, 366.
[113] Willoughby A. B. — *Phys. Rev.*, 1949, **75**, 1461.
[114] Liebson S. H. — *Rev. Sc. Instr.*, 1949, **7**, 483.
[115] Cockroft A. L. et Curran S. C. — *Rev. Sc. Instr.*, 1951, **22**, 37.
[116] Carlbom L. et Taylor C. — *J. Sc. Instr.*, 1952, **29**, 296.
[117] Curran S. C. et Rae E. R. — *J. Sc. Instr.*, 1947, **24**, 233.
[118] Ramsey W. E. — *Phys. Rev.*, 1942, **61**, 96.
[119] Parratt L. G., Hempstead C. F. et Jossem E. L. — *Rev. Sc. Instr.*, 1952, **23**, 1.
[120] Korff S. A. et Ramsey W. E. — *Rev. Sc. Instr.*, 1940, **11**, 264.
[121] Korff S. A. — *Phys. Rev.*, 1945, **68**, 53.
[122] Libby W. F. — *Phys. Rev.*, 1939, **55**, 245.
[123] Slatis H. — *Rev. Sc. Instr.*, 1949, **20**, 353.
[124] Brown S. C. — *Phys. Rev.*, 1941, **59**, 954.
[125] Senftle F. E., Havercroft W. et Hernandez P. — *Rev. Sc. Instr.*, 1949, **20**, 370.
[126] Curran S. C. et Reid J. M. — *Rev. Sc. Instr.*, 1948, **19**, 67.
[127] Dumont J. W. M. — *Rev. Sc. Instr.*, 1947, **18**, 626.
[128] Beyster J. R. et Wiedenbeck M. L. — *Rev. Sc. Instr.*, 1948, **19**, 819.
[129] Bradley G. E. et Wiedenbeck M. L. — *Rev. Sc. Instr.*, 1949, **20**, 841.
[130] Silver L. M. et Warren J. B. — *Rev. Sc. Instr.*, 1950. **21**, 95.
[131] Salvini G. — *Ricerca Sc.*, 1947, **17**, 914.
[132] Salvini G. — *Rev. Sc. Instr.*, 1948, **19**, 494.
[133] Labaw L. W. — *Phys. Rev.*, 1947, **72**, 187.
[134] Ensell G. et Chatterjee S. D. — *Rev. Sc. Instr.*, 1951, **22**, 700.
[135] Graf T. — *Rev. Sc. Instr.*, 1950, **21**, 285.
[136] Raeth C. H., Seyold B. J. et Pederson C. N. — *Rev. Sc. Instr.*, 1951, **22**, 461.
[137] Putman J. L. — *J. Sc. Instr.*, 1949, **26**, 198.
[138] Maze R. — *J. Physique Rad.*, 1946, **7**, 164.
[139] Cockroft A. L. et Valentine J. M. — *J. Sc. Instr.*, 1950, **27**, 262.
[140] Mac Knight M. L. et Chasson R. L. — *Rev. Sc. Instr.*, 1951, **22**, 700.
[141] Blanc D. et Scherer M. — *C. R. Acad. Sc.*, 1949, **228**, 2018.
[142] Lloyd J. T. — *J. Sc. Instr.*, 1949, **26**, 126.
[143] Scherer M. et Vieille E. — *C. R. Acad. Sc.*, 1950, **231**, 964.
[144] Loosemore W. R. et Taylor D. — *Proc. Phys. Soc.* 1950, **63**-B, 728.
[145] Yasin M., Ahmed R. et Gill P. S. — *Nature*, 1951, **167**, 647.
[146] Yasin M., Ahmed R. et Gill P. S. — *Indian J. Phys.*, 1951, **25**, 182.
[147] Parkash O. M. — *Phys. Rev.*, 1949, **76**, 568.
[148] Parkash O. M. et Kapur P. L. — *Proc. Phys. Soc.*, 1950, **63**-A, 457.
[149] Labeyrie J. — *J. Physique Rad.*, 1951, **12**, 569.
[150] Grenon M. et Viallard R. — *J. Physique Rad.*, 1952, **13**, 310. ; *J. C. Phys.* 1952, **49**, 623.
[151] Blanc D. — *J. Physique Rad.*, 1952, **13**, 588.
[152] Rothwell P. — *Proc. Phys. Soc.*, 1951, **64**-B, 911

LETTRES A LA RÉDACTION

LE MODÈLE STATISTIQUE ET LES DISTRIBUTIONS ANGULAIRES

Par Otto HITTMAIR,
Institut Henri Poincaré, Paris.

Le modèle statistique [1] donne de premiers renseignements sur les sections efficaces de la diffusion élastique ou inélastique. Mais l'accord avec l'expérience n'est qu'approché [2], car on fait des hypothèses trop spécifiques et trop simplifiées sur la dépendance radiale de la fonction d'onde de la particule à l'intérieur du noyau composé. Il est cependant probable que l'hypothèse fondamentale du modèle statistique, l'existence d'un continuum des niveaux nucléaires est, en général, réalisée pour les noyaux et les énergies dont on s'occupe.

Une méthode d'examen de ce problème est fournie par l'étude des distributions angulaires des particules diffusées ou des rayons γ qui suivent la diffusion inélastique. Considérons le cas où l'hypothèse statistique est valable non seulement pour le noyau composé, mais aussi pour le noyau cible et le noyau résiduel [3]. Dans ce cas, la section efficace différentielle de la diffusion inélastique des particules de spin $\frac{1}{2}$ est donnée par :

$$\sigma(\vartheta, E, \bar{E}) = \frac{\left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^2}{2(2i_1+1)} \sum_{lijmM} (2l_1+1) \times \frac{T_{l_1}(E)\,T_{l_2}(\bar{E})}{\sum\limits_{l'_2 j'_3 k} T_{l'_2}(\bar{E}'_k)} (l_1 j_1 0 m_1 \mid i_2 m_2)^2 \times (l_2 j_3 M_2 m_3 \mid i_2 m_2)^2 \, |Y^{l_2}_{M_2}|^2 \, \frac{2j_3+1}{D(E-\bar{E})}.$$

E est l'énergie de la particule incidente, λ est la longueur d'onde de de Broglie. $\bar{E}$ est l'énergie de la particule émise. Les moments cinétiques orbitaux respectifs sont l_1 et l_2, leurs composantes sur l'axe des z. M_1 et M_2 i représente les spins des niveaux et j les canaux correspondants. Leurs nombres quantiques magnétiques sont désignés par m. Les $T_1(E)$ sont les coefficients de transmission. La somme du dénominateur est à effectuer par rapport à tous les niveaux qui peuvent être atteints à partir de i_2. $D(E-\bar{E})$ est la distance entre les niveaux du noyau résiduel pour une énergie d'excitation de $E-\bar{E}$. L'axe des z coïncide avec le rayon incident.

On peut effectuer la somme par rapport à j_3, m et M et l'on obtient

$$\sum_{j_3 m_1 M_1} (2j_3+1)(l_1 j_1 0 m_1 \mid i_2 m_1)^2 (l_2 j_3 M_2 m_1 - M_2 \mid i_2 m_1)^2 \, |Y^{l_2}_{M_2}|^2 = \frac{(2i_2+1)^2(2l_2+1)}{4\pi(2l_1+1)};$$

dans ce cas, la distribution angulaire des particules diffusées est donc isotrope. Cependant, ce résultat n'est valable pour les noyaux intermédiaires que si l'excitation du noyau résiduel est suffisamment grande. Si tel n'est pas le cas et si l'hypothèse statistique n'est valable que pour le noyau composé, tandis que le noyau cible et le noyau résiduel ont des résonances discrètes, la distribution angulaire sera généralement anisotrope et dépendra des coefficients de transmission. Néanmoins, il existe aussi dans ce cas des méthodes pour éprouver la validité de l'hypothèse statistique pour le noyau composé sans avoir recours à des hypothèses trop spécifiques pour les fonctions d'onde du noyau.

Si le noyau résiduel retombe à son état fondamental uniquement par émission γ [4], la distribution angulaire de cette radiation sans observation des particules diffusées est donnée par

$$\sigma(\vartheta, E) = \frac{\pi\left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^2}{2(2i_1+1)} \frac{1}{1+\alpha} \sum_{lij\nu} (-)^{l_2} \frac{T_{l_1}(E)\,T_{l_2}(\bar{E})}{\sum\limits_{l'_2 j'_3 k} T_{l'_2}(\bar{E}'_k)} \times (2l_1+1)(2L_3+1)(2i_2+1)^2(2i_3+1) (l_1 l_1 00 \mid \nu 0)(L_3 L_3 -11 \mid \nu 0) \times W(l_1 i_2 l_1 i_2,\, j_1 \nu)\, W(i_2 j_3 i_2 j_3,\, l_2 \nu) \times W(L_3 i_3 L_3 i_3,\, i_4 \nu) \frac{1}{4\pi} P_\nu(\cos\vartheta),$$

où α est le coefficient total de conversion interne; les W sont les coefficients de Racah [5] introduits dans la sommation des coefficients de Clebsch-Gordan; L_3 est l'ordre multipolaire du rayon γ.

Supposons que le spin de l'état fondamental soit zéro, ce qui est réalisé pour tous les noyaux pairs-pairs, et que seul son premier niveau soit excité par la diffusion inélastique. Si nous choisissons maintenant l'énergie de la particule incidente de façon que l_2 soit égal à zéro, $\sigma(\vartheta, E)$ ne dépend plus des coefficients de transmission et, par conséquent, seule l'hypothèse du continuum des niveaux du noyau composé entre dans le calcul.

L'efficacité de cette méthode se fonde sur le fait

que la radiation diffusée non observée ne limite pas l'anisotropie de la distribution angulaire, cette limitation étant donnée par

$$\nu \leq \{2l_1, 2L_3, 2i_2, 2i_3\}$$

(propriétés des coefficients de Racah).

$W(L_3i_3L_3i_3, 0\nu)$ est alors indépendant de ν et l'on obtient dans ce cas :

$$\sigma(\vartheta) \sim \sum_{l_1 i_2 \nu}(2l_1+1)(2i_2+1)^2(l_1l_1 0 0 \ \nu 0)(L_3L_3 - 1 1 \ \nu 0) \times W(l_1i_2l_1i_2, j_1\nu)W(i_2i_2i_2i_2, 0\nu)P_\nu(\cos\vartheta).$$

Cette distribution sera généralement anisotrope. Elle se fonde sur l'hypothèse statistique pour le noyau composé, mais uniquement sur le concept fondamental du continuum des niveaux.

Si l'on excite le niveau 374 keV de ^{204}Pb avec des neutrons d'énergie 390 keV, les neutrons diffusés ont un moment cinétique orbital égal à zéro. L'état fondamental a le spin zéro et la parité « plus ». Le niveau excité a le spin 2 et aussi la parité « plus ». Par conséquent, l_2 doit être égal à 2. Le rayon γ est un quadrupôle électrique. La section efficace totale du processus à cette énergie est, d'après le modèle statistique,

$$\sigma(390 \text{ keV}) = 0,353.10^{-24} \text{ cm}^2,$$

ce qui donne plutôt un ordre de grandeur qu'un résultat exact.

Cependant, la distribution angulaire des rayons γ n'utilisant que le concept fondamental est donnée par

$$\sigma(\vartheta, 390 \text{ keV}) \sim P_0 + 0,755 P_2(\cos\vartheta) - 4,92 P_4(\cos\vartheta).$$

[1] Feshbach H. et Weisskopf V. F. — *Phys. Rev.*, 1949, **76**, 1550.
[2] *Phys. Rev.*, 1952, **88**, 562.
[3] *N. Y. O.*, 1951, N° 636.
[4] Hittmair O. — *Phys. Rev.*, 1952, **87**, 375.
[5] *Phys. Rev.*, 1942, **62**, 438.

Manuscrit reçu le 12 février 1953.

COMPTEURS DE GEIGER-MULLER A CATHODE EXTERNE REMPLIS DE METHYLAL PUR, POUR IRRADIATION INTENSE

Par Daniel Blanc,

Laboratoire de Physique atomique et moléculaire du Collège de France.

Les compteurs de Geiger-Muller à cathode externe du type Maze [1] à remplissages classiques (vapeur polyatomique et gaz rare) deviennent inutilisables pour une forte irradiation, quelle que soit leur construction [2].

La surface interne du verre sert de cathode, et tout se passe comme s'il existait, entre l'intérieur et la masse, un système de résistance R, capacité C (*fig.* 1). Soient e l'épaisseur du verre, A la surface graphitée placée à la masse, ρ la résistivité du verre utilisé (ohms par centimètre cube), ε sa constante diélectrique (u.e.s.)

$$R = \frac{\rho e}{A}\,\Omega, \qquad C = \frac{0,088\,\varepsilon A}{e} \quad \text{u. e. s.}$$

D'où la constante de temps du circuit :

$$\theta = RC = 0,08\,\varepsilon\rho.10^{-12}\,\text{s}.$$

Elle ne dépend pas des dimensions du compteur [3].

Pour le verre type « novo » utilisé pour construire ces compteurs, ρ est de l'ordre de $10^{12}\,\Omega$.cm à la température ambiante et ε de l'ordre de 6. θ est de l'ordre de 0,5 s. θ n'étant pas négligeable, sous une forte irradiation, le courant à travers le compteur devient important et la surface interne du verre se charge; son potentiel augmente et il en résulte une élévation du seuil de Geiger d'autant plus grande que l'irradiation est plus intense. Donc, pour une

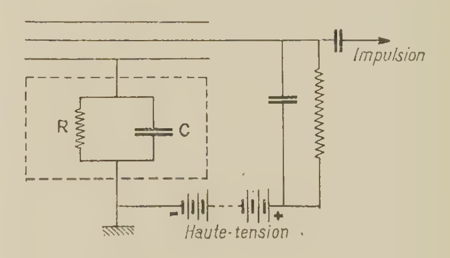


Fig. 1. — Circuit équivalent à un compteur du type Maze [3].

surtension donnée par rapport à la valeur du seuil correspondant à une irradiation modérée, il existe une intensité I traversant le compteur, pour laquelle l'élévation du seuil atteint cette surtension : le compteur cesse alors de fonctionner.

Ce raisonnement explique également pourquoi les compteurs Maze n'entrent pas en décharge continue au-dessus du palier.

Les vapeurs organiques pures n'ont jusqu'ici trouvé une application intéressante que dans la région proportionnelle ou semi-proportionnelle [4]. Leur emploi nous a paru très intéressant en région de Geiger, pour les compteurs Maze. Les photons de l'avalanche initiale étant très fortement absorbés par la vapeur [5], la décharge peut ne pas se propager tout le long du fil et la taille moyenne des impulsions est plus faible que pour des remplissages classiques; un nombre donné d'impulsions produira un courant plus faible et l'intensité limite I sera atteinte pour un taux de comptage plus élevé.

Nous avons choisi le méthylal, très facile à purifier, et que l'on peut introduire sous des pressions relativement élevées (pression maximum de l'ordre de 20 cm de mercure à la température ambiante). Les compteurs sont d'un type déjà décrit [6]. Nos expériences, effectuées avec irradiation γ, confirment ces prévisions.

Par exemple, un compteur (diamètre intérieur, 2 cm, longueur, 8 cm) rempli de méthylal, sous une pression de 2 cm de mercure possède un seuil de 1300 V, un plateau de 500 V avec une pente relative de 2 pour 100 pour 100 V en son milieu et une

pente normalisée de 0,25 (taux de comptage : 20 000 par minute). Pour la même surtension, il parvient à suivre une irradiation γ plusieurs fois plus intense que lorsqu'il est rempli d'un mélange classique. Son fonctionnement est excellent au-dessus de + 5°.

L'utilisation de verre plus conducteur augmenterait la valeur de l'intensité limite *I*, mais permettrait l'inconvénient de décharges continues au-dessus du plateau.

Nous préciserons, dans un article ultérieur, le mécanisme et les caractéristiques fondamentales de ces compteurs.

[1] Maze R. — *J. Physique Rad.*, 1946, **6**, 164.
[2] Lloyd J. T. — *J. Sc. Instr.*, 1949, **26**, 126.
Blanc D. et Scherer M. — *C. R. Acad. Sc.*, 1949, **228**, 2018.
Mac Knight M. L. et Chasson R. L. — *Rev. Sc. Instr.*, 1951, **22**, 700.
[3] Cockroft A. L. et Valentine J. M. — *J. Sc. Instr.*, 1950, **27**, 262.
[4] Funfer E. et Neuert H. — *Helv. Phys. Acta*, 1950, **23**, suppl. 3, 142; *Z. Angew. Phys.*, 1950, **2**, 241.
[5] Weisz P. — *Phys. Rev.*, 1942, **62**, 477.
[6] Blanc D. — *J. Physique Rad.*, 1952, **11**, 588.

Manuscrit reçu le 19 février 1953.

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DE LA DISPERSION DES ULTRASONS DANS LES GAZ COMPRIMÉS

Par MM. A. Lacam et J. Noury,
Laboratoire des Hautes Pressions (Bellevue).

Nous avons effectué des mesures de la vitesse des ultrasons de différentes fréquences dans les gaz comprimés suivants :

1° Dans l'argon à 600 et 900 kHz pour un domaine de pression allant jusqu'à 800 atm à la température de 24° C;

2° Dans l'éthane à 960, 590, 416 kHz, pour un domaine de pression s'étendant de 80 à 150 atm pour la température de 32,2° C (température critique).

Jusqu'à présent, il nous avait été impossible d'interpréter les courbes de vitesse des ultrasons dans l'argon à des fréquences différentes (*fig.* 1), étant donné qu'en dépit de la bonne précision apportée à ces mesures (supérieure à 1 pour 100), l'écart entre les points correspondant aux différentes fréquences restait inférieur au domaine de précision.

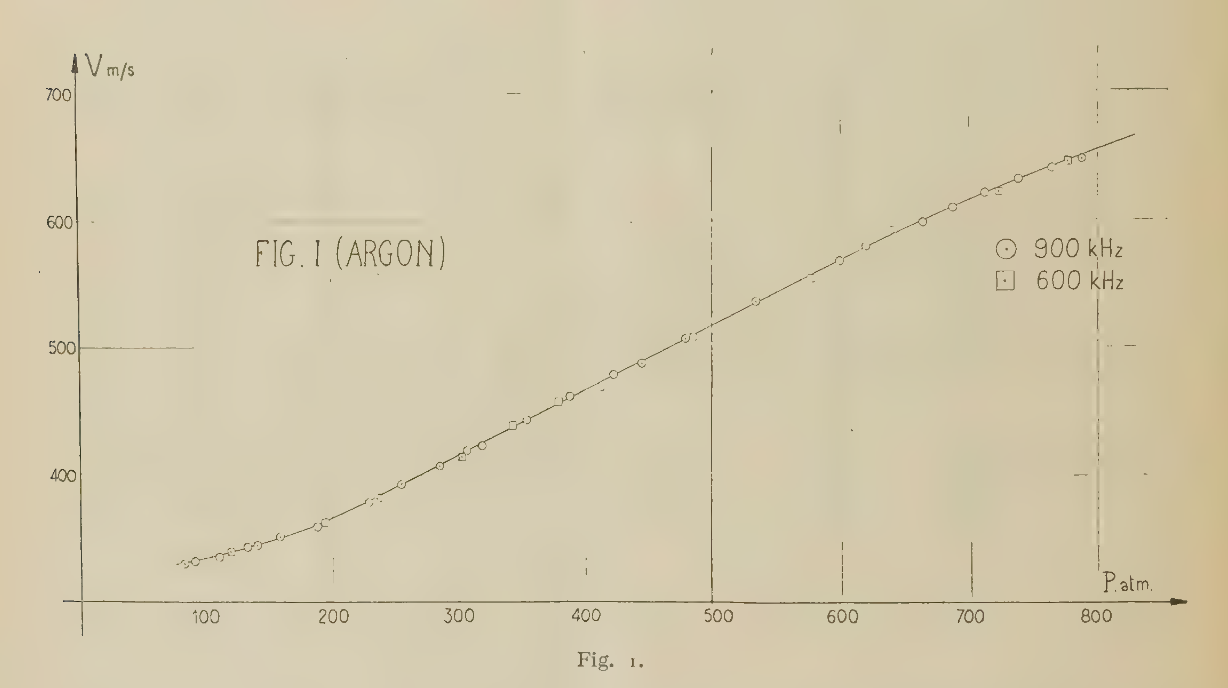


Fig. 1.

Les mesures de vitesse [1] nous ont permis de calculer le rapport $\gamma = \frac{C}{c}$ des chaleurs spécifiques en fonction de la pression [2].

Les résultats obtenus ont été comparés à ceux de Michels et ses collaborateurs [3] qui avaient déduit le rapport γ de mesures purement thermodynamiques. La connaissance du rapport γ permet d'obtenir la valeur de la vitesse et inversement. Il est donc possible d'assimiler les résultats obtenus par des moyens thermodynamiques à ceux que donne la mesure de la vitesse des ondes sonores de basse fréquence.

La concordance entre les deux séries de résultats exclut donc, dans nos conditions expérimentales, tout phénomène de dispersion dans l'argon, même aux pressions relativement élevées.

Par contre, dans l'éthane (*fig.* 2), gaz polyatomique,

il semble exister une très légère variation de la vitesse en fonction de la fréquence, la vitesse augmentant avec la fréquence.

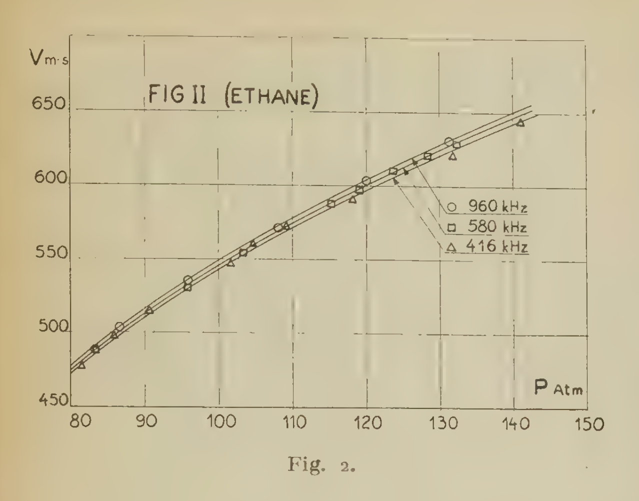


Fig. 2.

Manuscrit reçu le 27 février.

[1] Lacam A. et Noury J. — *C. R. Acad. Sc.*, 1953, **236**, 362.
[2] Lacam A. et Noury J. — *C. R. Acad. Sc.*, 1953, **236**, 589.
[3] Michels, Lunbeck R. J. et Wolkers G. J.. — *Van der Waals Fund*, n° 101.

ÉTUDE AU SPECTROMÈTRE A SCINTILLATION DES RAYONNEMENTS DU ^{65}Zn [1]

Par Nils Perrin,
Institut du Radium, Laboratoire Curie.

Appareillage. — Le spectromètre comprend essentiellement un cristal cylindrique de I Na Tl (d = 2 cm, h = 1,4 cm) monté sur un tube E.M.I. 5311. Les impulsions sont amplifiées dans un amplificateur 2 Mc C. E. A. et analysées par un sélecteur à un canal C. E. A.

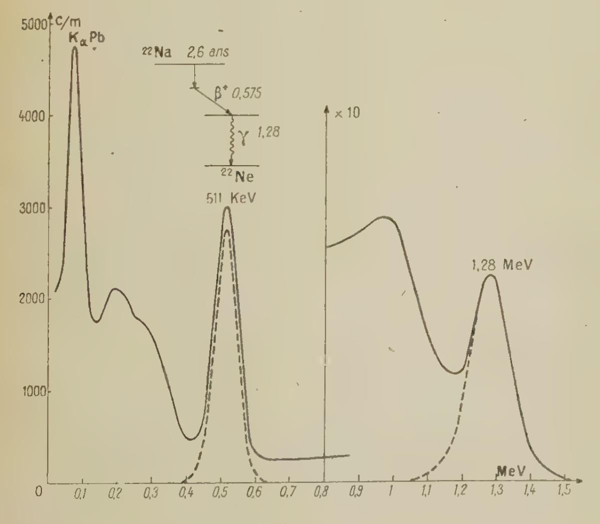


Fig. 1.

Principe de la mesure. — On a utilisé au cours des mesures uniquement les pics correspondant aux rayons γ qui perdent toute leur énergie dans le cristal.

Pour mesurer le rapport $R = \frac{\gamma}{\beta^+}$ du ^{65}Zn, on a comparé le rayonnement gamma émis par ce corps au rayonnement gamma émis par ^{22}Na. Dans les deux sources, les positons étaient complètement annihilés dans 5/10 de millimètre de Pb. Le rapport de l'aire du pic correspondant au γ de 1,11 MeV à l'aire du pic correspondant aux γ d'annihilation pour le ^{65}Zn comparé au même rapport (aire du pic γ de 1,29 MeV sur aire du pic des γ d'annihilation) pour le ^{22}Na donne directement R pour le ^{65}Zn en prenant $\frac{\gamma}{\beta^+} = 1$ pour le ^{22}Na.

Il s'introduit une erreur du fait de la différence de rendement du compteur pour 1,11 et 1,28 MeV. Les rendements absolus sont difficiles à connaître,

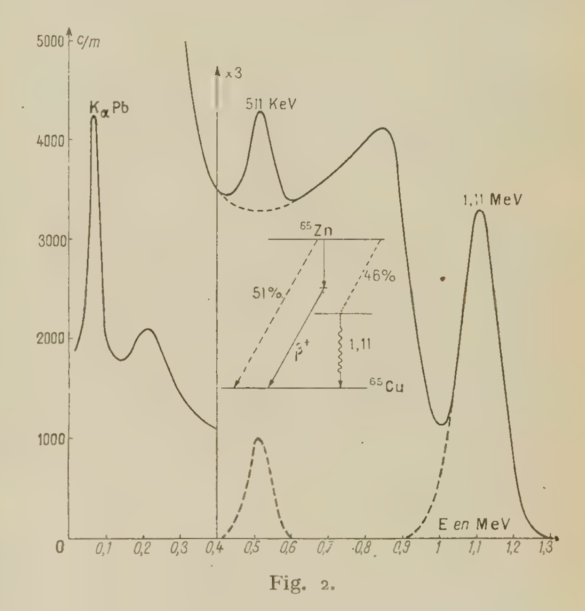


Fig. 2.

mais on peut mesurer leur rapport à l'aide du rayonnement du ^{59}Fe dont le schéma de désintégration bien connu [2] comprend deux γ de 1,1 et 1,29 MeV. Toutefois, l'analyse du spectre de ^{59}Fe présente une difficulté : à cause du pouvoir séparateur limité du spectromètre, les deux raies γ ne sont pas complètement séparées; cependant comme on connaît bien la forme d'un spectre γ de 1,29 MeV (^{22}Na), on peut par soustraction de ce spectre obtenir le spectre du γ de 1,1 MeV avec une bonne précision.

Résultats et discussion. — Le rapport des aires des deux pics de 1,1 et 1,29 MeV du ^{59}Fe multiplié par le rapport des intensités de ces deux raies (1,29 ± 0,06) donne pour le rapport des rendements :

$$\frac{\rho_{1,1}}{\rho_{1,29}} = 1,32 \pm 0,07$$

et pour

$$(R)_{^{65}Zn} = 31 \pm 5.$$

Une première série de mesures effectuées avec une résolution inférieure pour le spectromètre et un cristal plus petit (1 cm^3) avait donné 38 ± 7 [3].

L'erreur principale provient de la mesure de l'aire du pic correspondant au γ d'annihilation du ^{65}Zn. Cette aire obtenue par soustraction d'un fond continu Compton très important, provenant des λ de 1, 11 MeV varie suivant la forme adoptée pour ce fond continu d'à peu près 6 pour 100. Ces mesures seront prises avec une forme de spectre Compton donnée par le rayonnement γ de 1,08 MeV du Rb qui n'émet pas de positions.

En outre, on met en évidence dans ^{59}Fe le rayonnement γ de l'ordre de 190 keV étudié par Metzger [2] et d'une intensité de l'ordre de 3 pour 100. L'étude de ce rayonnement et la comparaison avec le ^{65}Zn permet d'affirmer que le rayonnement γ de 200 keV du ^{65}Zn signalé par Cohn et Kurbatow [4] s'il existe a une intensité inférieure à quelques 10^{-3} de celle du γ de 1,1 MeV.

Remarque. — Les sources, en provenance du synchrocyclotron d'Amserdam, ont été purifiées par chromatographie sur papier par MM. Bouissières et Lederer.

Manuscrit reçu le 28 février.

[1] *Voir* surtout :

MAJOR J. K. — *Thèse*, Paris, 1952.

TOWNSEND J. — *Thèse*, Washington, University Sain-Louis, 1951.

YUASA T. — *C. R. Acad. Sc.*, 1952, **235**, 000.

[2] METZGER F. R. — *Phys. Rev.*, 1952, **88**, 1360.

[3] BOUCHEZ R. et PERRIN N. — Communication au Congrès d'Amsterdam, septembre 1952.

[4] COHN R. A. et KURBATOW J. D. — *Phys. Rev.*, 1950, **78**, 368 A.

ABSORPTION INFRAROUGE DE N_2 ET O_2 INDUITE PAR LES FORCES INTERMOLÉCULAIRES

Par MM. R. COULON, B. OKSENGORN, St. ROBIN et B. VODAR,

Laboratoire des Hautes Pressions (Bellevue).

Dans une précédente Note (*J. Physique Rad.*, 1953, 14, 63), nous avons comparé des résultats expérimentaux obtenus par nous à des pressions élevées avec les résultats obtenus à des pressions plus basses par d'autres auteurs; il nous paraît utile de préciser quelques points. Dans cette Note, nous avons utilisé la quantité ε, définie par

$$\varepsilon = \frac{1}{l} \log_{10} \frac{I_0}{I}, \quad (1)$$

l étant l'épaisseur de l'absorbant, (que nous avons, par erreur, désignée improprement par « coefficient d'absorption ») et nous avons admis cette même définition pour les résultats des autres auteurs. Si ceux-ci ont utilisé comme définition de leur coefficient d'absorption la quantité plus généralement admise $\left(\frac{1}{l} \operatorname{Log}_e \frac{I_0}{I}\right)$, dans ces conditions, la pente de la courbe III (*fig.* 2) devrait être divisée par 2,3, ce qui améliorerait la concordance entre nos résultats et ceux obtenus à basse pression. Avec N_2, dans notre calcul du coefficient d'absorption spécifique intégré ($1,2.10^{-4}$ cm^{-1}/cm/amagat^2), nous avons également utilisé la définition (1).

Manuscrit reçu le 26 février 1953.

REVUE DES LIVRES

BISTESI (J.) et DENIS-PAPIN (M.), **Les fours d'électrométallurgie (construction, calcul, fonctionnement)** (1 vol. 16,5 × 25 cm, 67 pages, Édition Desforges, Paris, 1952, 600 f).

Dans cet ouvrage, les auteurs traitent de la construction, du calcul et du fonctionnement des fours d'électrométallurgie. Il s'adresse plutôt aux étudiants qu'aux spécialistes de cette question par le texte schématique. On en jugera par la table des matières suivante :

Divers modes de production de chaleur. Classification des fours électriques. Construction des fours. Bilan thermique. Fonctionnement électrique des fours. Équipement électrique des fours. Régulation automatique des fours. Les fours électriques modernes.

DUPUY.

VERNOTTE (P.), **Séries de Fourier, régularité, séries divergentes et formulation expérimentale** (1 vol. 27 × 18 cm, 105 pages, Publications scientifiques et techniques du Ministère de l'Air, Paris, 1952, 800 f).

Cet Ouvrage expose une méthode de formulation d'une loi expérimentale à partir de données discrètes. Pour ce faire, on amène par changement de variable l'intervalle expérimental à être $(0, 2\pi)$ et l'on forme le développement en séries trigonométriques de Fourier de la loi empirique définie par les valeurs numériques des ordonnées. Ensuite, ce développement étant trop lentement convergent, on passe à un développement en série entière en développant en série entière chaque terme trigonométrique et en ordonnant suivant les puissances croissantes de la variable.

Les avantages seraient les suivants : remplacement des données expérimentales par une expression mathématique convenant *a priori* pour représenter la loi cherchée et n'introduisant aucun arbitraire; calculs également dénués d'arbitraire puisque suivant des règles bien connues; détermination facile du degré de finesse convenable de la représentation; possibilité de prévoir l'allure de termes arbitraires supplémentaires si besoin est; respect de l'hypothèse de la régularité des termes non explicitement utilisés, ce qui supplée au besoin d'avoir recours à des termes arbitraires d'ordre élevé impossibles à déterminer de façon sûre.

L'auteur applique ensuite sa méthode à une fonction de définition analytique, puis à une loi expérimentale.

Il montre alors que le recours à l'arbitraire exclu théoriquement, est réintroduit par la nécessité de procéder à l'intégration de la loi empirique qui ne peut être définie que par un ensemble de points expérimentaux discrets. Il donne, cependant, un procédé minimisant cet inconvénient.

En conclusion, l'auteur reconnaît que la méthode proposée présente pratiquement peu d'avantages, par suite des calculs laborieux qu'elle implique, mais il insiste sur sa portée théorique.

En appendice, des articles et notes précisent les considérations par lesquelles on arrive à la méthode décrite.

L'Ouvrage est précédé d'une importante préface où l'auteur développe des idées personnelles sur les points de vue scientifiques et philosophiques de la vérité en faveur à l'heure actuelle.

Mme S. PAUTHIER.

Actes du Colloque international de Mécanique (Poitiers, 1950) (1 vol. 27 × 18 cm, 338 pages, t. IV, no 261, Publications scientifiques et techniques du Ministère de l'Air, Paris, 1952, 1800 f).

Étude sur la Mécanique des solides. Étude sur la Mécanique générale.

Le tome IV comporte deux sous-groupes principaux.

1° Tout d'abord, les études sur la mécanique des solides.

a. La section de Mécanique des sols nous présente neuf conférences : celles de MM. MANDEL et FERRANDON touchent à la partie purement mathématique : théorie de la consolidation des sols, équations indéfinies régissant la consolidation de massifs en sols inutilement gorgés d'eau et sur lesquels sont appliquées des surcharges superficielles; MM. DURIEZ et BUISSON nous présentent deux exposés traitant plus particulièrement des mouvements de l'eau dans les sols et corps poreux. Les exposés suivants sont des descriptions et commentaires de mesures ou études de laboratoire : capillarités ,mesure de l'angle de frottement interne des sols, consolidation des terrains par injection de mortiers fluides colloïdaux.

b. La section frottement interne nous présente, après un exposé théorique de M. LE ROLLAND sur l'intérêt de la notion de frottement interne, son expression numérique, ses méthodes de mesure et ses variations, trois conférences : MM. JACQUESSON et SORIN passent en revue les différentes méthodes de mesure de la capacité d'amortissement, alors que M. MANEUC étudie le frottement interne dans les monocristaux métalliques.

c. Le troisième chapitre de la Mécanique des solides présente sous le titre « questions modernes de métallurgie et de résistance des matériaux » quelques Communications dont voici les têtes de chapitre :

M. Paul LAURENT : Étude du mécanisme de la fatigue des toiles d'aluminium soumises à des flexions alternées;

M. PROT : Sécurité des constructions;

M. PIRONNEAU : Propriétés mécaniques des joints de grains dans les métaux, et Méthodes modernes de mesure de l'intensité des rayons X.

Enfin, dans le deuxième sous-groupe, sous le titre *Études sur la Mécanique générale*, nous avons de nombreuses Communications.

Les unes décrivent des méthodes modernes de calcul et leurs applications à quelques problèmes physiques.

P. VERNOTTE : Sur les machines arithmétiques à calculer des différences successives;

L. COUFFIGNAL : Sur l'emploi des grosses machines à calculer;

L. MALAVARD : Analogie rhéographique. Applications à la résolution des problèmes répondant aux équations de Laplace.

MM. PONCIN, BOUCOT et MOREAU appliquent une méthode de résolution basée sur la permanence des égalités fonctionnelles dans le plan complexe, à certains problèmes physiques d'élasticité, d'hydro et d'aérodynamique.

Enfin, un certain nombre de conférenciers nous exposent des principes de mise en équations de problèmes physiques divers : résistance des matériaux, vibrations, asservissements, aérodynamique, etc.

Mme S. PAUTHIER.

Actes du Colloque international de Mécanique (Poitiers, 1950) (1 vol. 27 × 18 cm, 263 pages, t. V, n° 263, Publications scientifiques et techniques du Ministère de l'Air, Paris, 1952, 1800 f).

Le tome V est consacré à la suite des exposés sur la Mécanique générale.

1. La technique des mesures de contraintes y est largement abordée. M. Le Boiteux, en introduction, examine les différentes méthodes d'analyse des contraintes et fait le point de leurs qualités, leur état actuel d'avancement, leurs limites.

Suivent alors des exposés techniques, traitant de la mesure des contraintes par photoélasticité à deux et trois dimensions (MM. H. Faure et Kammerer); par jauges à fil résistant (M. Brachet); par vérines craquelant (M. Salmon).

Puis, MM. Pomey, Goutel et Abel nous présentent un vaste exposé sur la détermination des contraintes résiduelles dans les pièces cémentées et les différentes méthodes utilisables pour ces mesures.

2. Pour les études dynamiques, après un exposé de synthèse de M. Mauzin, MM. Fleury, d'une part, et Leilestein, d'autre part, présentent des appareils d'observation et d'enregistrement des phénomènes rapides, en particulier les pressions de gaz dans les moteurs à combustion, l'un par une méthode à variation de capacité, l'autre par une méthode piézoélectrique.

M. Chartet, par ailleurs, étudie les limites des possibilités de mesure en régime dynamique au moyen du quartz piézoélectrique.

Toujours par une méthode utilisant les propriétés piézoélectriques du quartz, MM. Lauru, Darroquy et Soula nous rapportent les résultats de mesure des efforts dynamiques dans le mouvement volontaire.

Les précautions à prendre dans l'emploi des strain-gages pour les mesures dynamiques sont énumérées et discutées par M. Faure, et enfin M. Kammerer nous expose ce que l'on peut attendre actuellement de la photoélasticité dynamique.

Mme S. Pauthier.

An International bibliography on Atomic Energy. II. Scientific aspects, suppl. n° 1 (1 vol. 28 × 21 cm, VII + 324 pages, Atomic energy section department of security council affairs. United nations, New-York, 1952).

Oldenberg (O.), **Introduction à la Physique atomique**, traduit de l'anglais par Ch. Laffite (1 vol. 16,5 × 24 cm, 468 pages, 137 figures, 9 tableaux, Librairie polytechnique Ch. Béranger, Paris et Liège, 1951, 4500 f).

Cet Ouvrage est tiré du cours d'introduction à la Physique atomique que l'auteur professe à l'Université de Harvard depuis 1932. Il a été écrit à l'intention des étudiants qui ont suivi le cours de l'année de Physique préparatoire et qui possèdent les éléments de la Chimie.

Sept parties inégales divisent l'Ouvrage :

La première a pour titre : Structure de la matière révélée par la Chimie; y sont absorbées : l'hypothèse atomique, la règle d'Avogadro, les notions de valence, poids atomique moléculaire, etc.

La seconde partie est consacrée à la théorie cinétique des gaz; la troisième à la structure de l'électricité (détermination de $\frac{m}{e}$ et de e pour l'électron).

La structure de la lumière fait l'objet de la quatrième section.

La cinquième partie, très importante, traite de la structure électronique des atomes : Expériences de Rutherford, spectre de l'atome d'hydrogène, théorie de Bohr, spectre des atomes plus lourds, rayons X en sont les principaux joints.

Dans la sixième partie est étudiée la structure nucléaire : Isotopie, transmutation et radioactivité naturelle ou artificielle, rayonnement cosmique.

Pour conclure, une septième partie sur la nature ondulatoire de la matière et la diffraction des électrons.

Tout au long du texte, l'accent porte essentiellement sur la compréhension par opposition à l'acceptation d'autorité. Ce point de vue limite nécessairement la portée d'un Ouvrage d'où la haute mathématique est volontairement bannie.

M. Badoz.

Dauvillier (A.), **Variation et origine du rayonnement cosmique** (Conférences-rapports présentées devant la Société française de Physique en mai 1946, revues et complétées en 1950) (1 vol. 16 × 24 cm, 83 pages, Éditions de la Revue d'Optique théorique et instrumentale, Paris, 1951).

Dans ces conférences-rapports présentées devant la Société française de Physique en mai 1946 et complétées en 1950, M. le Professeur Dauvillier ne traite que des variations périodiques ou accidentelles et du problème de l'origine du rayonnement cosmique. Il suppose connus les procédés d'observation de mesure et d'analyse du rayonnement, ses propriétés et les théories relatives à sa distribution et à sa nature.

L'auteur reprend les différentes hypothèses relatives aux variations de l'intensité des rayons cosmiques au cours du temps : Variations périodiques : variations diverses, effet Compton-Getting, variations luni-solaires, variations annuelles, effet du champ électrique terrestre, etc.; Variations accidentelles : influence des orages, des orages magnétiques, des corps célestes, du Soleil, des éclipses, des comètes, etc.

Au cours de la seconde partie, l'auteur considère l'origine des rayons cosmiques et passe en revue les différentes théories émises pour expliquer l'origine de ce rayonnement. Il retient comme probable l'émission sporadique de ces particules par les taches des étoiles de la classe G et l'émission régulière par celles de la classe A. Dans les deux cas, les protons et les particules lourdes coronales stellaires sont accélérées par des variations de champ magnétique : « C'est l'étude du magnétisme cosmique qui donnera la clé du problème de l'origine des rayons cosmiques. »

M. Badoz.

Coulomb (J.), **La constitution physique de la Terre** (1 vol. 19 × 24 cm, 284 pages, Albin Michel, Paris, 1952, 750 f).

Ce livre apporte une contribution importante à la connaissance des parties profondes de la Terre. Il donne en détails les renseignements les plus importants qui aient été apportés par la séismologie, la gravimétrie, la géochimie, etc. Il montre comme on peut s'en servir pour se former une image de l'intérieur de la Terre relativement à la densité, pression, état physique de la matière. Pour les autres caractères, température, nature chimique des constituants, caractères abondamment vulgarisés; ils restent assez mal connus et rien ne vient confirmer les hypothèses d'un feu central ou l'existence d'un noyau de fer et de nickel habituellement admises dans différents manuels scolaires.

Ce livre permettra à ceux qui désireraient se faire une opinion personnelle sur ce sujet de remonter de proche en proche aux travaux originaux importants et de pouvoir ainsi satisfaire leur curiosité.

H. Perpérot.

Lassieur (A.), **Analyse des silicates** (1 vol. 21 × 13 cm, VIII + 184 pages, Dunod, Paris, 1951, 680 f).

Travail expérimental portant sur l'analyse de roches, produits réfractaires, verres, ciments, laitiers, émeris, phosphates et carbonates.

L'auteur envisage successivement : la préparation de l'échantillon, le dosage de la silice, fer, titane, manganèse, calcium et magnésium, métaux alcalins, fluor, bore, par les méthodes de dosages les mieux appropriées.

FABRY (C.), **L'ozone atmosphérique** (1 vol. 24 × 15 cm, 276 pages, Éditions du C. N. R. S., Paris, 1950).

Ce livre postume est le développement de la dernière conférence que fit le Professeur Fabry en mars 1945. Ayant laissé uniquement un texte manuscrit sans figure, une élève du regretté maître, Mme Arlette VASSY, a revu cet écrit, l'a complété en faisant tant pour les figures que pour le texte une bibliographie très soignée.

Depuis 1912, reprenant seul ou en collaboration avec Buisson, les hypothèses anciennes du physicochimiste anglais Hartley : absorption de la lumière ultraviolette par l'ozone et la déduction de la présence de ce gaz dans la haute atmosphère, Ch. Fabry avait véritablement créé une école française de géophysiciens. Ils se mirent à l'étude et ce livre est le reflet de l'histoire de l'ozone et de leurs travaux jusqu'en 1942. Cet Ouvrage sera consulté avec fruit; non seulement par les géophysiciens, mais aussi par les météorologistes; les opticiens y trouveront des méthodes pour l'étude d'un rayonnement et les biologistes des données sur l'influence de l'ozone dans l'activité biologique du rayon solaire.

Je ne saurais mieux terminer cette présentation qu'en rappelant les termes mêmes de M. le Professeur J. Cabannes qui l'a préfacé :

« Nul mieux que Ch. Fabry sait exprimer toutes les nuances de la pensée scientifique, illustrer les théories abstraites par des exemples concrets, mettre en évidence l'idée essentielle, donner à chaque chose son véritable sens. A ce point de vue, le livre actuel est un chef-d'œuvre ».

H. PERPÉROT.

VERNOTTE (P.), **Nouvelles recherches sur la sommation pratique des séries divergentes** (1 vol. 27 × 18 cm, 278 pages, Service de documentation de l'Aéronautique, Paris, 1950, 1200 f).

VERNOTTE (P.), **Abrégé de la théorie générale des séries divergentes, dite théorie des séries définissables** (1 vol. 27 × 18 cm, 41 pages, Service de documentation de l'Aéronautique, Paris, 1950, 250 f).

VERNOTTE (P.), **Application précise d'une clause qualitative de régularité au dépouillement des courbes expérimentales et à la solution de certains problèmes mathématiques** (1 vol. 27 × 18 cm, 24 pages, Service de documentation de l'Aéronautique, Paris, 1950, 180 f).

HUGON (P.), **Note sur une représentation rectiligne des hyperboles sphériques** (1 vol. 27 × 18 cm, 19 pages, Service de documentation de l'Aéronautique, Paris, 1950, 200 f).

PROST (M.), **L'hydratation et les phénomènes accompagnant l'hydratation du sulfate de quinine** (1 vol. 27 × 18 cm, 84 pages, Service de documentation de l'Aéronautique, Paris, 1950, 300 f).

SCHRENK (Θ)., **Contribution à l'étude aérodynamique du statoréacteur subsonique** (1 vol. 27 × 18 cm, 49 pages, Service de documentation de l'Aéronautique, Paris, 1951, 450 f).

BRODEAU (A.), **Vibrations des solides déformables, isotropes et anisotropes, homogènes et hétérogènes** (1 vol. 27 × 18 cm, 146 pages, Service de documentation de l'Aéronautique, Paris, 1951, 800 f).

BROUSSE (P.), **Étude d'équations aux dérivées partielles rencontrées dans la théorie des phénomènes de torsion** (1 vol. 27 × 18 cm, 76 pages, Service de documentation de l'Aéronautique, Paris, 1952, 600 f).

BOUROT (J. M.), **Chronophotographie des vibrations d'un fluide** (1 vol. 27 × 18 cm, 77 pages, Service de documentation de l'Aéronautique, Paris, 1952, 800 f).

DUFLOT (J.), **Contribution à l'étude de la sursaturation du fer en hydrogène cathodique** (1 vol. 27 × 18 cm, 58 pages, Service de documentation de l'Aéronautique, Paris, 1952, 1000 f).

TERRIEN (J.) et TRUFFAUT (G.), **Lumière et végétation**, (1 vol. 19 × 12 cm, 183 pages, Presses universitaires, Paris, 1951, 360 f).

La lumière étant un des facteurs principaux qui conditionnent la vie de la plante, les auteurs se sont attachés à étudier systématiquement l'influence de l'énergie lumineuse.

Ils ont fait remarquer dans leur introduction que la puissance offerte par le soleil sous forme de lumière est très importante : rien que dans la région parisienne, l'énergie solaire reçue par hectare en un an équivaut à une puissance moyenne ininterrompue de 1400 kW.

Après un rappel des théories actuelles de la lumière et des rayonnements thermiques, après une étude approfondie et moderne du rayonnement solaire, absorption atmosphérique, diffusion moléculaire, rayonnement solaire diffus, après l'étude de la « photométrie de la feuille » (absorption, réflexion, transmission, utilisation de la lumière absorbée), les auteurs ont étudié les actions particulières de l'infrarouge, ultraviolet, lumière visible.

Ils ont terminé leur livre par trois chapitres assez particuliers.

Dans le premier, Photosynthèse et Photographie, étudiant en détail le mécanisme de réduction photochimique du bromure d'argent, ils estiment que des analogies importantes existent avec l'assimilation chlorophyllienne.

Dans le second, Phototropisme, ils étudient la sensibilité de certaines parties d'une plante pour des rayonnements de même énergie, en fonction de la longueur d'onde.

Dans le troisième, le Photopériodisme, dont ils donnent la définition (répercussion de la durée du jour, éclairement intense de quelques heures suivi d'une longue nuit, etc.); ils classent les plantes en plantes de jours longs, plantes de nuits longues et plantes indifférentes et montrent par de nombreux exemples l'importance économique de cette classification.

En conclusion, cet Ouvrage est l'application des théories modernes physicochimiques aux problèmes particuliers de l'agriculture.

Il représente, à mon avis, un élément de lutte contre l'empirisme qui souvent règne en maître parmi les agriculteurs. Il démontre une fois de plus qu'il n'y a pas de « métier mineur » et que lorsque des esprits scientifiques veulent employer leur intelligence à découvrir les secrets de la nature et les moyens de les asservir pour le plus grand profit de l'homme, ils peuvent le faire sans crainte.

Les qualités scientifiques de cet Ouvrage, ainsi que les

réflexions philosophiques vers lesquelles sa lecture m'a entraîné, font que c'est avec un véritable plaisir que je félicite les auteurs de leur effort.

H. Perpérot.

Fishenden (M.) et Saunders (O. A.), **An introduction to heat transfer**. (Introduction aux Transmissions de chaleur); (1 vol. 22 × 14 cm, 205 pages, 49 figures, 18 tableaux, Oxford, Clarendon Press, 1950, 15 s).

Cet Ouvrage, destiné primitivement aux étudiants et élèves des écoles d'ingénieurs, décrit les phénomènes en les interprétant au moyen des lois et théories classiques et en s'efforçant de les présenter sous la forme la plus convenable à leur application pratique. Dans ce but de nombreux exercices et problèmes contenant des calculs numériques sont insérés dans chaque chapitre. Il est donc susceptible de rendre de grands services, les problèmes de transmissions de chaleur prenant une importance toujours plus grande dans le développement des techniques et des recherches scientifiques.

Il contient un chapitre sur le rayonnement, un chapitre sur la conductivité. Les phénomènes de convexion naturelle et forcée, l'application de l'analyse dimensionnelle aux problèmes de convexion ainsi que les rapports entre les frottements et les échanges de chaleur font l'objet de chapitres distincts. L'Ouvrage se termine par une étude de la chaleur cédée par les condensations de vapeur, et la chaleur à fournir aux liquides en ébullition.

Signalons, en outre, que chaque chapitre est complété par une abondante bibliographie.

A. Martin.

David (P.), **Les filtres électriques (généralités)** (1 vol. 21 × 30 cm, 192 pages, 142 figures, Gauthier-Villars, Paris, 2 500 f).

Ce livre est une nouvelle édition entièrement refondue de l'Ouvrage de M. David. Il constitue le début d'une collection qui doit comprendre une série de monographies sur les régimes transitoires, les lignes à retard, les filtres à cristaux piézo-électriques.

Après avoir exposé le problème du filtrage, l'auteur étudie les dipôles et groupements de dipôles, les cellules en T, en π, en treillis. Il consacre un chapitre aux corrections dues à l'influence des pertes ohmiques, des variations de l'impédance terminale et aux améliorations que l'on peut apporter en modifiant la cellule terminale.

L'Ouvrage se termine par l'étude de régimes transitoires, des exemples de réalisations de filtres et les éléments de base pour l'étude de filtres à cristaux, des filtres pour hyperfréquences et des filtres acoustiques ou mécaniques. Une bonne bibliographie, des planches très claires en fin de volume et de nombreux schémas complètent très bien cet Ouvrage qui rendra de grands services aux nombreux techniciens qui ont à résoudre des problèmes de filtrage en haute fréquence.

J. Combrisson.

Prigogine (I.) et Defay (R.), **Thermodynamique chimique** (1 vol. 16 × 24 cm, XVII + 557 pages, Editions Desser, Bruxelles et Dunod, Paris, 1950).

Les auteurs se réfèrent dans leur exposé aux travaux et aux méthodes issues des conceptions de Gibbs, de Van't Hoff et Nerdot que de Donder a réunies en considérant que toute Thermodynamique chimique devait faire intervenir les phénomènes irréversibles, c'est-à-dire que d'après le second principe il doit y avoir création d'entropie. Les systèmes étudiés dans ce livre sont pris initialement dans un état d'équilibre mécanique et thermique, l'équilibre existant ou non entre les constituants pouvant réagir ou entre les phases.

Voici énumérés les différents chapitres : Variables thermodynamiques; Principe de la conservation de l'énergie; Principe de la création d'entropie, l'affinité; Valeurs moyennes de l'affinité, création d'entropie et perte de travail; Les potentiels chimiques de Gibbs; Systèmes idéaux et systèmes de référence, affinité; Standard, théorème de Nernst, gaz parfaits, gaz réels; Thermodynamique des phases condensées; La règle des phases de Gibbs et le théorème de Duhem; Changement de phase; Stabilité thermodynamique; Stabilité et phénomènes critiques; Théorèmes de modération; Déplacements d'équilibre; Transformation d'équilibre, phénomènes de relaxation et Transformations du second ordre; Les solutions; Équilibre solution-vapeur; Équilibre, solution-cristal, eutectiques; Équilibres solution-cristal, cristaux mixtes et composés d'addition; Fonctions thermodynamiques d'excès, chaleur de mélange; Solutions régulières et solutions athermiques; Solutions associées; Solutions d'électrolytes, azéotropie; Les États indifférents.

G. Dupuy.

Roger (M.), **Contribution à l'Etude des couches limites turbulentes avec gradient de pression** (1 vol. 18 × 27 cm, 128 pages + 23 planches, Service de Documentation et d'Information technique de l'Aéronautique, Paris, 1951, 900 f).

L'auteur commence par des généralités sur les couches limites turbulentes. Il fait ensuite une étude expérimentale de ces couches dans le cas de plaques planes polies à distribution de vitesse et pression constantes. Il poursuit son exposé par l'étude des couches limites à répartition de vitesse et pression potentielle variables. Il définit des paramètres qui permettent de préciser l'évolution et le calcul de l'épaisseur de quantité de mouvement et de l'épaisseur de déplacement. Les expériences ont montré que l'étude faite pouvait être appliquée aux couches limites turbulentes qui apparaissent sur les profils d'ailes.

G. Dupuy.

Blatt (J. M.) et Wersskoff (V. F.), **Theoretical Nuclear Physics** (1 vol. 16 × 23,5 cm, XIV + 864 pages, Chapman and Hall, Londres, 1952).

Cet important traité de Physique nucléaire théorique comporte quatorze chapitres et deux appendices. Il représente une somme théorique embrassant l'explication des nombreux résultats expérimentaux sur ce sujet, toutefois les auteurs ont délibérément porté leur attention sur les phénomènes ne mettant pas en jeu des énergies supérieures à 50 MeV, de même ils ont laissé de côté les théories qui sont criticables, en ce sens qu'elles expliquent seulement une partie des phénomènes.

Voici les titres des chapitres : Propriétés générales des noyaux; Problèmes des deux corps aux faibles énergies; Forces nucléaires; Problèmes des deux corps aux énergies élevées; Problèmes de trois et quatre corps; Spectroscopie nucléaire; Réactions nucléaires : théorie générale et applications; Théorie formelle des réactions nucléaires; Désintégration spontanée du noyau; Interaction du noyau et des radiations électromagnétiques; désintégration β; Structure du noyau; Les appendices concernant les opérateurs de moment angulaire et les fonctions propres et les radiations multipolaires.

Sans aucun doute ce livre rendra de nombreux services aux spécialistes de ces questions, ainsi qu'aux étudiants qui veulent s'initier à ces questions; pour eux les auteurs ont d'ailleurs signalé les paragraphes plus difficiles et dont la connaissance n'est pas indispensable pour la compréhension de l'ensemble. Les références très nombreuses permettent de compléter au besoin les divers sujets traités.

G. Dupuy.

DAMMERS, (B. G.), HAANTJES (J.), OTTE (J.) et VAN SUCHTELEN (H.), **Utilisation du tube électronique dans les appareils récepteurs et amplificateurs** (1 vol. 16 × 22,5 cm, XIX + 440 pages, Dunod, dépositaire, Paris, 1952, 2 500 f).

Dans la série relative aux Tubes électroniques, ce volume concerne l'amplification basse fréquence et l'alimentation en courant continu. Il comporte trois chapitres intitulés : Amplification basse fréquence; Étage de sortie; Alimentation. Les sujets sont étudiés dans le détail avec évidemment en vue les réalisations. A la fois théorique et pratique, ce livre complète heureusement les Ouvrages déjà publiés par ailleurs sur cette matière. Comme dans le tome premier des exemples numériques, des courbes nombreuses viennent faciliter le travail de l'utilisateur.

La présentation est excellente, la lecture en est aisée; il doit être un guide pour les techniciens.

G. DUPUY.

THORNDIKC (A. M.), **Mésons. Un résumé des faits expérimentaux** (1 vol. 16 × 23,5 cm, VIII + 242 pages, Mac Graw Hill, New-York, 1952).

Comme le titre l'indique, l'auteur ne considère que les faits expérimentaux et laisse de côté toute considération théorique sur la physique des mésons. Le but poursuivi a été de présenter les choses de façon à ce qu'elles puissent servir d'introduction à une étude plus complète de la question, aussi l'auteur a-t-il choisi les résultats les plus importants et les plus sûrs dans la masse des travaux effectués.

Le livre commence par l'exposé des expériences qui ont conduit à la mise en évidence des mésons. Le chapitre II est relatif aux propriétés des mésons du rayonnement cosmique, le chapitre suivant traite des nouveaux types de mésons. L'étude des mésons produits artificiellement occupe une place importante, elle se poursuit par la description des expériences concernant la décroissance des divers mésons. En une trentaine de pages l'auteur passe en revue l'interaction des mésons avec la matière. Les deux derniers chapitres sont intitulés : Production et présence des mésons dans le rayonnement cosmique.

En fin d'Ouvrage, le lecteur trouve un glossaire des principaux termes relatifs aux mésons.

G. DUPUY.

International tables for X-Ray Crystallography, vol. I. **Symmetry groups** (1 vol. 21 × 28 cm, 558 pages, 237 figures, prix : £ 5.50, ou £ 3 pour les membres de Sociétés Savantes). The Kynoch Press, Birmingham, 1952.

L'*Union internationale de Cristallographie* a entrepris avec des subventions de l'UNESCO et de l'U. S. National Research Council, la publication d'un important Ouvrage : *International tables for X-Ray Crystallography*, destiné à remplacer, en les modernisant, les tables internationales pour la détermination des structures des cristaux (1935).

Le nouvel Ouvrage comportera trois parties :

Vol. I : *Symmetry groups;*
Vol. II : *Mathematical tables;*
Vol. III : *Physical and Chemical tables.*

Le premier volume vient de paraître sous la signature de Norman F. M. Henry et Katleen Lonsdale.

Il débute (chap. I) par une introduction historique de M. von Laue, le génial auteur de la découverte de la diffraction des rayons X par les cristaux qui cède un moment la plume à W. L. Bragg pour le récit héroïque des déterminations qu'il fit avec son père W. H. Bragg, il y a 40 ans, des premières structures cristallines, ouvrant ainsi le champ immense où se sont depuis engagés tant de chercheurs.

Suivent deux chapitres (chap. II et III) consacrés à des questions de cristallographie classique. Le premier traite des réseaux cristallins (réseaux à 1, 2, 3 dimensions, systèmes cristallins, réseaux réciproques), le second des groupes ponctuels et classes de symétrie cristalline (2 sur la droite, 10 dans le plan, 32 dans l'espace). Toutes ces questions y sont traitées avec une précision minutieuse et un choix de symboles et de notations faciles à généraliser pour l'emploi dans le chapitre suivant.

Celui-ci (chap. IV), qui va de la page 45 à la page 529, contient la partie essentielle du livre, l'*étude des groupes spatiaux.*

On sait comment ces groupes ont été déduits par voie purement théorique de l'idée très simple selon laquelle le milieu cristallin réalise le maximum d'homogénéité compatible avec sa structure atomique (Bravais, Sohncke, Fedorov, Schöenflies).

Un point quelconque du milieu fait partie d'un ensemble (indéfiniment étendu suivant les diverses dimensions de l'espace), de points autour desquels la distribution de la matière est :

la même avec la même orientation (Bravais);
la même avec une orientation qui peut varier (Sohncke);
la même ou une autre qui n'en diffère qu'à la façon dont la main droite diffère de la main gauche (Fedorov, Schöenflies).

On sait aussi comment la détermination des divers types de structure équivaut à celle des groupes de déplacements discrets dans l'espace euclidien (Gorian, Sohncke), éventuellement accompagnés d'une inversion (Fedorov, Schöenflies).

Ces groupes (2 sur la droite, 17 dans le plan, 230 dans l'espace) qui paraissaient au moment de leur publication n'avoir qu'un intérêt spéculatif, dominent aujourd'hui toutes les recherches de cristallographie structurale, ce qui justifie la place qui leur a été donnée dans les tables internationales (anciennes et nouvelles).

L'Ouvrage, en réalité, ne présente pas la déduction théorique des groupes. Il les prend tels qu'ils ont été définis par les théoriciens (Schöenflies par exemple) et les décrit l'un après l'autre avec une disposition typographique claire, agréable à l'œil, très supérieure à celle des tables de 1935.

Elle comporte :

1° le symbole du groupe rappelant ses traits géométriques essentiels (gros caractères vers le bord de la page pour faciliter la recherche) auquel sont ajoutés le symbole de Schöenflies, celui de la classe cristallographique et un numéro d'ordre qui pourrait à la rigueur suffire à l'avenir pour repérer le groupe;

2° les coordonnées des homologues d'un point situé en position générale ou en position symétrique croissante (avec les désignations de Wyckoff);

3° les conditions de possibilités de la réflexion *hkl* (pour qu'elle ne s'annule pas par interférence entre les ondelettes diffractées par les points homologues);

4° la symétrie de la projection du cristal sur certain point;

5° et 6° pour tous les groupes non cubiques, deux figures représentent au moyen de symboles simples les divers éléments de symétrie du groupe, la répartition des homologues d'un point en position générale.

Tout ceci occupe naturellement une place considérable de la page 57 à la page 346. Dans une autre partie (des pages 367 à 525) on donne pour chaque groupe :

1° le facteur de structure géométrique

$$A + iB = \sum_{x,y,z} \exp i.2\pi(hx + ky + lz)$$

(Σ étendu à tous les homologues d'un point);

2° la densité électronique au point de coordonnées XYZ développée en série de Fourier

$$\rho(X, Y, Z) = \frac{1}{V} \sum_{hkl} F(hkl) \exp - i.2\pi(hX + kY + lZ),$$

les expressions AiB et ρ ayant été simplifiées au maximum par l'intervention des éléments de symétrie du groupe.

Toujours dans le même chapitre IV, on trouve (p. 439) une table importante où sont donnés avec un symbolisme simple (Buerger) les différents types de diffraction des rayons X correspondant aux 230 groupes spatiaux. Ces types étant seulement au nombre de 120, il n'est pas toujours possible de remonter sans équivoque du type de diffraction au groupe spatial. La table permet de voir ce qu'il faut ajouter aux données des rayons X pour résoudre les cas ambigus.

Après quelques notes sur des questions plus spéciales (chap. V) et un index des symboles correspondant à différentes orientations des groupes spatiaux, le livre se termine par un lexique des termes équivalents en anglais, français, allemand, russe et espagnol.

Même si l'on tient compte de l'apport des anciennes tables de 1935, ce livre représente un effort considérable dont on ne saurait trop remercier les auteurs. La Kynoch Press mérite aussi des éloges pour sa belle réalisation typographique.

Je terminerai par un souhait concernant les groupes spatiaux du système cubique. Peut-être n'est il pas utile de représenter *tous* les éléments de symétrie du groupe sur une figure nécessairement compliquée. Mais je crois possible, donc désirable de donner des schémas très parlants mettant en évidence les traits essentiels du groupe même aux yeux des débutants.

Ch. Mauguin.

Piraux (H.), **Dictionnaire anglais-francais des termes relatifs à l'électrotechnique, l'électronique et aux applications connexes** (1 vol. 16,5 × 25 cm, 296 pages. Eyrolles, Paris, 1952, 1850 f).

Ce dictionnaire constitue un excellent outil de travail. Il contient les anglicismes, les américanismes, les abréviations, l'argot de métier, toutes choses qui font parfois « buter » lors de la lecture de textes scientifiques anglo-saxons. On y trouve les termes utilisés dans les domaines de la radio, de la télévision, des hyperfréquences, de la photoélectricité ainsi que les termes courants des autres branches de la Physique tout aussi bien que les termes utilisés par les électrotechniciens.

L'ouvrage est complété par des tables de correspondances entre unités françaises et anglo-saxonnes (longueur, poids, température, jauges de fils, etc.).

J. Combrisson.

Barriol (J.), **Mécanique quantique** (1 vol. 14 × 19 cm, 257 pages. Presses universitaires de France, Paris, 1952, 1500 f).

Ce livre, préfacé par M. Louis de Broglie, est une excellente introduction à l'étude de la Mécanique quantique telle qu'elle a été développée par Dirac. L'auteur a eu l'occasion d'enseigner la Mécanique quantique à des camarades de captivité, cet Ouvrage constitue un exposé dont la clarté doit provenir des soucis pédagogiques et de discussions que l'auteur a pu avoir avec des collègues également prisonniers de guerre. Les principaux chapitres sont : Introduction mathématique; Les vecteurs dans un espace de Hilbert; Les principes de la Mécanique quantique; Les calculs de la Mécanique quantique; Cas des ensembles continus de valeurs propres; Le corpuscule sans spin en Mécanique quantique; Le spin; Le calcul des perturbations.

L'Ouvrage se termine par quelques problèmes.

J. Combrisson.

Haag (J.), **Les mouvements vibratoires** (tome I) (1 vol. 14 × 19 cm, 268 pages. Presses Universitaires de France, Paris, 1952, 1600 f).

Cet Ouvrage est consacré aux systèmes oscillants à un seul degré de liberté. Il commence par des chapitres élémentaires, au point de vue mathématique, consacrés aux mouvements sinusoïdaux, aux courbes de Lissajoux, à l'oscillateur linéaire amorti et entretenu sinusoïdalement. Les chapitres suivants traitent de la synchronisation harmonique et ous-harmonique, des oscillateurs non linéaires (oscillateurs de relaxation). Les problèmes sont traités du point de vue mécanique, les analogies électriques ou acoustiques ne sont pratiquement pas indiquées, la bibliographie est très sommaire, ce livre sera cependant très précieux pour tous ceux qui se préoccupent d'entretien d'oscillations, d'oscillations mécaniques de relaxation, de synchronisation et en particulier de problèmes de chronométrie.

J. Combrisson.

Le Gérant : Maurice Blondin. 143151 Imp. Gauthier-Villars, 55, quai des Grands-Augustins, Paris. — 1953.